Postverlagsort Leipzig

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

UNTER MITWIRKUNG VON

A. BUTENANDT BERLIN-DAHLEM · P. DEBYE BERLIN-DAHLEM · F. K. DRESCHER-KADEN GÖTTINGEN · H. v. FICKER WIEN · R. GRAMMEL STUTTGART

O. HAHN BERLIN-DAHLEM · M. HARTMANN BERLIN-DAHLEM · F. KÖGL UTRECHT · M. v. LAUE BERLIN · E. v. d. PAHLEN POTSDAM

F. SAUERBRUCH BERLIN · H. SPEMANN† FREIBURG I. BR. · H. STILLE BERLIN · F. v. WETTSTEIN BERLIN-DAHLEM

HERAUSGEGEBEN VON

FRITZ SÜFFERT

ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

UND

ORGAN DER KAISER WILHELM-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN

SPRINGER-VERLAG IN BERLIN W 9

HEFT 39 (SEITE 577—592) · 26. SEPTEMBER 1941 · 29. JAHRGANG

INHALT:

Die Entstehung Nord-Frieslands. Von K. GRIPP und E. DITTMER. (Mit 5 Figuren) 577

Magnetische Dipolstrahlung und Kernmomente. Von HANS KOPFERMANN. (Schluß.) (Mit 10 Figuren) 581

KURZE ORIGINALMITTEILUNGEN:

Isolierung und Kristallisation des Gärungsferments Enolase. Von OTTO WARBURG und WALTER CHRISTIAN. (Mit 1 Figur) 589

Chemischer Mechanismus der Fluorid-Hemmung der Gärung. Von OTTO WARBURG und WALTER CHRISTIAN 590

Isolierung und Kristallisation eines Gärungsferments aus Tumoren. Von FRITZ KUBOWITZ und PAUL OTT. (Mit 2 Figuren) 590

Versuche zum Quanten-Problem der Kohlensäure-Assimilation. Von THEODOR BÜCHER und ERWIN NEGELEIN 591

Strukturuntersuchungen an Faserkeratinen. Über die Einlagerung von Schwermetallverbindungen insbesondere der Phosphor-12-Wolframsäure in Wolle. Von H. ZAHN. (Mit 3 Figuren) 591

BESPRECHUNG:

ESCHERICH, K., Die Forstinsekten Mitteleuropas. Ein Lehr- und Handbuch. V. Band: Hymenoptera (Hautflügler) und Diptera (Zweiflügler). 1. Lieferung. S. 1—208. (Ref.: Albrecht Hase) 592

ZEISS MIKROMANIPULATOR

für sämtliche mikrurgischen Arbeiten, wie Injektionen und Operationen an lebenden Zellen, an Bakterien und Protozoen. Die Objekte können beliebigen chemischen und physikalischen Einflüssen ausgesetzt werden. Die Handhabung kann mit gleicher Sicherheit bei schwachen, mittleren und starken Vergrößerungen erfolgen.

DRUCKSCHRIFTEN UND WEITERE AUSKÜNFTE KOSTENFREI VON

CARL ZEISS, JENA • BERLIN · HAMBURG · KÖLN · WIEN

CARL ZEISS JENA

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

erscheinen wöchentlich und können im In- und Auslande durch jede Sortimentsbuchhandlung oder jede Postanstalt bezogen werden. Preis vierteljährlich RM 9.60. Hierzu treten bei direkter Zustellung unter Kreuzband die Versandspesen bzw. beim Bezuge durch die Post die postalische Bestellgebühr. Einzelpreis dieses Heftes RM 1.— zuzüglich Porto. Die Mitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, Studierende, ferner Ärzte in nicht vollbezahlter Stellung erhalten die Zeitschrift im Abonnement mit einem Nachlaß von 20%.

Manuskripte, Bücher usw. an

Die Naturwissenschaften, Berlin W 9, Linkstr. 22/24, erbeten.

Nachdruck: Der Verlag behält sich das ausschließliche Recht der Vervielfältigung und Verbreitung (entsprechend § 42 des Verlagsgesetzes) der in dieser Zeitschrift zum Abdruck gelangenden Beiträge sowie ihre Verwendung für fremdsprachliche Ausgaben vor.

Anzeigen werden von dem Verlag angenommen. Die Preise wolle man unter Angabe der Größe erfragen. Letzter Annahme-Termin: 12 Tage vor Erscheinen der betreffenden Nummer.

Springer-Verlag OHG., Berlin W 9, Linkstr. 22/24
Fernsprecher 21 81 11.

Ebbe und Flut

Ihre Entstehung und ihre Wandlungen

Von

Dr. **Hermann Thorade**

Deutsche Seewarte, Hamburg

1. bis 5. Tausend

(Verständliche Wissenschaft, Band 46.) Mit 69 Abbildungen im Text. VI, 115 Seiten. 1941

Gebunden RM 4.80

Das Buch verfolgt das Ziel, den wesentlichen Inhalt dessen, was man heute über Ebbe und Flut weiß, ohne mathematische Hilfsmittel darzustellen und verständlich zu machen. Von den Gezeitenerscheinungen an unseren Küsten ausgehend, schildert es deren Verlauf und die Wege zu ihrer Voraussage, um sich weiterhin der Darlegung der fluterzeugenden Gestirnskräfte und ihrer Beobachtung zuzuwenden. An einer Reihe ausgewählter Gewässer wird sodann gezeigt, wie außerordentlich verschieden sich diese stets gleichen Kräfte äußern, und wie die verwirrende Mannigfaltigkeit der Gezeitenerscheinungen nur hervorgebracht wird durch die ungleiche Fähigkeit der einzelnen Gewässer, auf die Gezeitenkräfte anzusprechen.

Inhaltsverzeichnis:

Die Gezeiten im Leben des Küstenbewohners. Das Watt. Das Bild der Gezeiten in der Anschauung des Küstenbewohners. Gezeiten auf dem offenen Meere. Windstau, Sturmfluten. — Gezeitenbeobachtung und Gezeitenvorhersage: Pegel. Strommesser. Vorausberechnung der Gezeiten nach dem älteren Verfahren (Lubbock). Vorausberechnung der Gezeiten nach dem neueren Verfahren (Harmonische Analyse). — Die fluterzeugenden Kräfte: Erklärung der Gezeiten nach Newton. Nachweis der Newtonschen Kräfte. — Das Verhalten der Gewässer gegenüber den fluterzeugenden Kräften: Allgemeines. Gezeiten in geschlossenen Becken. Seiches. Die Gezeiten des Roten Meeres (schmaler und tiefer Kanal). Die Gezeiten im Meerbusen von Suez (schmaler und seichter Kanal). Die Gezeiten der Unterweser (Flußtiden). Die Gezeiten des Schwarzen Meeres (breites Becken). Die Gezeiten der Nordsee (breites Randmeer). Die Gezeiten des Atlantischen Ozeans. Interne Gezeitenwellen. — Anhänge. — Namen- und Sachverzeichnis.

SPRINGER-VERLAG · BERLIN

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

29. Jahrgang | 26. September 1941 | Heft 39

Die Entstehung Nord-Frieslands.

Von K. GRIPP, Kiel und E. DITTMER, Husum.

Seit 1933 wird mit Nachdruck an einer verstärkten Landgewinnung und Landerhaltung an Schleswig-Holsteins Westküste gearbeitet. Dafür war eine gründliche Erforschung des Werdens und Geschehens an der Westküste erforderlich, um vom Boden gesicherter Kenntnis aus den Kampf gegen die Zerstörungen des Meeres verstärkt durchführen zu können.

Eine der grundlegenden Fragen war folgende: Wie verhielt sich die Nordsee in jenem Gebiet während der letzten erdgeschichtlichen Perioden, und welches ist, von der erdgeschichtlichen Seite her betrachtet, die künftige Entwicklungsrichtung?

Um einwandfreie Grundlagen für die Beantwortung dieser Fragen zu erhalten, ließ die Westküstenforschung im schleswig-holsteinischen Küstengebiet Bohrungen nach Angabe der Geologen niederbringen und deren Ergebnisse veröffentlichen[1]).

Nach diesen Untersuchungen steht folgendes fest:

1. Zwischen Kampen auf Sylt und Graerup nördlich Blaavands Huk, liegt eine in älteres Diluvium eingelassene Senke, deren Fortsetzung sich über die Halligen und das nordfriesische Küstengebiet und über Eiderstedt gegen Süden erstreckt.

2. In dieser Senke liegen Absätze des zwischeneiszeitlichen Eem-Meeres, das hier einen beltartigen Arm bildete, während sich von Friedrichstadt an aufwärts im Tal der Eider und ihrer Nebenflüsse bis etwas unterhalb von Rendsburg eine eemzeitliche Föhrde erstreckte[2]) (Fig. 1).

3. Westlich dieser, von Eem-Meer-Sanden und -Tonen teilweise erfüllten Senke lag ein Festland. Dies wird außer durch die heute noch aufragenden Geest-Kerne von Sylt, Föhr und Amrum durch eine von E. DITTMER aufgezeigte frühere Geestinsel in der Hevermündung belegt, bei deren Abtragung die Nehrungen von Eiderstedt entstanden sind.

Die Ausdehnung dieses alten Landes gegen Westen ist unbekannt, kann aber beträchtlich gewesen sein. Als dann später die Weichselvereisung bis in das östliche Schleswig-Holstein vorstieß, wies die alte, von Eemabsätzen und örtlich auch jüngeren Mooren erfüllte Senke den von Osten kommenden Schmelzwässern ihren Weg. Über den Tonen des oberen Eem lagern nämlich grob- bis feinsandige Schmelzwasserabsätze. So fanden sich:

Im Luhnau-Tal bei Hamweddel unweit von Rendsburg

Talsand 0,65—8,50 m —NN.
Eem-Ton 8,50—8,70 „ „ „

Bei Oldenbüttel (nach H. L. HECK):

Talsand 5,70— 7,70 m —NN.
Eem-Ton 10,30—16,80 „ „ „

Nördlich von Kampen auf Sylt (nach K. GRIPP u. W. G. SIMON):

Talsand 14,6—18,4 m —NN.
Eem-Ton 18,4—25 „ „ „

Es erhebt sich hier die Frage, ob die Schmelzwässer wirklich dem Eem-Belt nach Norden gefolgt

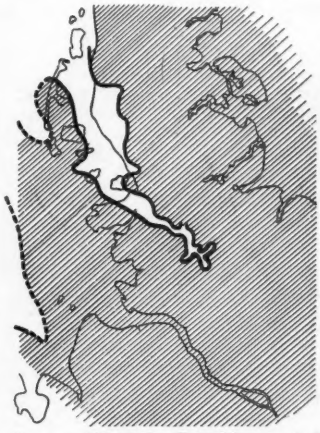


Fig. 1. Das nordfriesische Eem-Meer und das Westland aus Altmoräne.

sind oder sich andere Auswege geschaffen haben? Hierzu ist zu sagen, daß der Eem-Belt gegen Westen und Süden von einem geschlossenen Land begrenzt gewesen sein dürfte, da sich für die Eem-Zeit kein jenes Land querender Arm nachweisen läßt.

Dies Land ist während der Zwischeneiszeit, da es von Pflanzenwuchs dicht bedeckt war, durch Abtragung nicht wesentlich erniedrigt worden. Dann aber kam die Weichselvereisung mit ihrer periglacialen Einwirkung auf das Vorland. Es ist unbekannt, wie stark die periglaciale Zerstörung der Oberflächenformen vor dem erst-

[1]) E. DITTMER, Schichtenaufbau und Entwicklungsgeschichte des dithmarscher Alluviums. Z. Westküste I 1938, H. 2, 105—150. — K. GRIPP u. W. G. SIMON, Untersuchungen über den Aufbau und die Entstehung der Insel Sylt I Nordsylt. Z. Westküste II 1939/40, H. 2/3, 24—70. — E. DITTMER, Neue Ergebnisse zur Erforschung des nordfriesischen Eems. Forsch. u. Fortschr. 17, 25—27 (1941).

[2]) Siehe die Karte bei E. DITTMER, Forsch. u. Fortschr. 17, 26 (1941).

malig wieder anrückenden Inlandeis war und wie weit jene dem Eise vorauseilte. Es ist aber nicht wahrscheinlich, daß das Westland periglacial schon wesentlich erniedrigt war, als die ersten

Fig. 2. Das weichselzeitliche Inlandeis und seine Entwässerung in Schleswig-Holstein. Rechts: das Inlandeis. Hell gepunktet: Schmelzwassersandebenen, die durch die nordfriesische Eem-Senke zur fernen Nordsee entwässerten. Dunkel gepunktet: Das Elburstromtal und die ihm zugehörigen Sandr.

Schmelzwässer von Osten her in das Tal des Eem-Beltes eindrangen. Es muß daher angenommen werden, daß alle Schmelzwässer in der vorher vom Eem-Meer eingenommenen Talung, also von der Gegend um Rendsburg an, über Friedrichstadt und die Halligen östlich und nördlich um Sylt vorbei abgelaufen sind. E. DITTMER möchte eine flache Rinne, die mehrfach in O-W-Schnitten in den obersten Eem-Schichten auftritt, hiermit in Zusammenhang bringen.

Die nordfriesische Senke dürfte damals zunächst von Schmelzwasserflüssen[1]) durchzogen, in späterem Stadium aber von einem großen Sammelsandur[2]) erfüllt gewesen sein (Fig. 2). Zu gleicher Zeit hatte sich aber weiter im Süden und Westen ein wichtiges erdgeschichtliches Ereignis abgespielt. Das aus dem Osten parallel zum Eisrand abfließende Schmelzwasser hatte sich das Urstromtal der Elbe neu geschaffen und bei der hohen allgemeinen Lage des Landes und der bei Hochfluten im Schmelzwasserstrom enthaltenen Kraft ein tiefes Bett ausgewühlt. Im Elbmündungsgebiet lag der Boden dieses Tales bei — 34 m NN oder tiefer (DITTMER 1938). Der Boden des Sandurs in der nordfriesischen Senke lag aber zur gleichen Zeit bei 0—10 m —NN, also 25 oder mehr Meter höher! Dieser Höhenunterschied der beiden benachbarten großen Schmelzwasserläufe ist, wie K. GRIPP kürzlich aufzeigte[3]), die Ursache für wichtige erdgeschichtliche Ereignisse an der Westküste Schleswig-Holsteins. Auch das Schicksal Nordfrieslands wird bis in unsere Zeiten hinein beeinflußt von den Folgen, die sich daraus ergeben, daß die Wässer im Sammelsandur der Eider um 25 oder mehr Meter höher standen als im Urstromtal der Elbe.

Der eine von uns (GRIPP) hat mehrfach darauf hingewiesen, daß im periglacialen Gebiet bei gefrorenem Boden eine verstärkte Zertalung eintrat. Ein gutes Beispiel für die periglaciale Zerstörung eines Steilrandes bietet die Südseite des Elb-Urstromtales bei Harburg. Aber das Land zwischen Elb-Urstromtal und dem nordfriesischen Sammelsandur dürfte verhältnismäßig flach gewesen sein, so daß weniger eine starke rückschreitende Erosion als eine allgemeine periglaciale Abtragung in Betracht zu ziehen ist. Das Land wurde erniedrigt, der östlich anschließende Sandur aber aufgehäuft. So kam der Tag, an dem erstmalig Teile eines Schmelz-

[1]) Vgl. K. GRIPP, Ausbildung und Gliederung des Schmelzwassergürtels. Forsch. u. Fortschr. **17** (1941).

[2]) Sandur = Sand- und Kiesfläche vor dem Eise, durch Schmelzwässer aufgeschüttet. (Die Red.)

[3]) K. GRIPP, Eider und Elbe, ein erdgeschichtlicher Vergleich. Offa Mitt. Schleswig-Holsteinisches Museum für Vorgeschichte 1941, als Sonderdruck bei K. WACHHOLTZ, Neumünster, erschienen.

wasserhochwassers ihren Weg quer über das alte Westland nahmen. Schnell wurde der Überlauf durch Ausspülen erniedrigt und in kurzer Zeit durch die von immer weiter her angezogene Schmelzwassermenge ein immer tiefer werdendes Tal geschaffen.

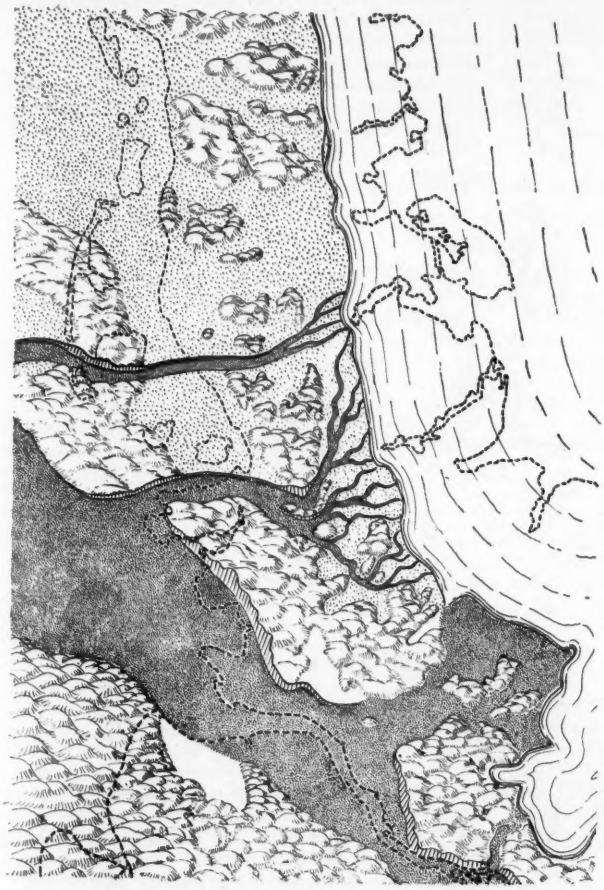


Fig. 3. Teile des nordfriesischen Sammelsandurs (Treene, Eider, Soholmer Au) werden vom Elburstromtal abgezogen.

Sicherlich ist die Ur-Eider nördlich von Sylt zur Nordsee abgeflossen, ebenso sicher sind Treene und Eider später nach Südwesten hin vom Elb-Urstromtal angezogen worden (Fig. 3).

Die Bohrungen in Eiderstedt haben E. DITTMER den Rand des älteren, nördlich gerichteten Sammelsandurs gegen das südwestlich gerichtete Durchbruchstal kennengelehrt (Fig. 4). Durch diese Anzapfung von Südwesten her wurde der große nordfriesische Sammelsandur als solcher zerstört. Statt dessen entstand in seinem südlichen Teil ein kleinerer Eider- und Treenesammelsandur mit anschließendem Schmelzwasserfluß. Dessen Boden fand der eine von uns (E. DITTMER) bei —32 m NN.

Ähnlich ist es weiter im Norden mit dem Soholmer Sandur gewesen, der einen Teil des Wassers aus dem gewaltigen verzweigten Gletschertor der Flensburger Föhrde ableitete. Dieser dürfte in späterem Stadium seinen Ablauf zwischen Amrum und Föhr genommen haben. Die dortigen Bohrungen zeigen bis über 20 m Tiefe Talsand, also Schmelzwassersande, auf.

Ob die Arlau und die Lecker Au, die beide geringeren Schmelzwasserzufluß gehabt zu haben scheinen, das alte Westland auch in Rinnen quergeschnitten haben, ist noch nicht zu übersehen. Ebenso muß

Fig. 4. Die Verteilung von anstehendem Eem (offene Kreise) und umgelagertem Eem (volle Kreise) als Folge der Ablenkung der Wässer zum Elbtal. Punktiert: nacheiszeitliche Haken und Nehrungen als Zeugen der Zerstörung des alten Westlandes.

späterer Untersuchung vorbehalten bleiben, zu klären, in welcher Folge diese Querrinnen entstanden sind.

Betrachtet man den aufgezeigten Ausschnitt erdgeschichtlichen Geschehens hinsichtlich der Ausbildung der Schmelzwassersandzone (GRIPP 1941), so ergibt sich der eigenartige Fall, daß ein großer Sammelsandur durch seitliche Anzapfung völlig umgebaut wurde. Dort, wo früher Gletscherschutt ausgebreitet wurde, verliefen später Schmelzwasserflüsse quer. Diese schnitten sich so tief ein, daß die Sanddecken des Sammelsandurs, die Eem-zeitlichen Absätze und älteres Diluvium weithin fortgespült wurden. Ihrem Wesen als Schmelzwasserfluß entsprechend blieben in diesen Rinnen beim Nachlassen der Wasserzufuhr erhebliche Sandmassen liegen. Sie bergen eine Eemfauna auf zweiter Lagerstätte, wie das E. DITTMER in zahlreichen Fällen aufzeigen konnte.

Eine Gliederung der verschieden alten Schmelzwassersande steht noch aus. Es ist anzunehmen, daß in die jüngeren Schmelzwassersande der

Querrinne wieder Täler eingeschnitten lagen, in denen die versiegenden Schmelzwässer gegen Westen abliefen.

In diesen Tälern zogen noch später, in der frühen Nacheiszeit, Flüsse dahin. Diese vermoorten allmählich; denn E. DITTMER konnte aus Bohrungen für die Täler der Eider sowie der Soholmer und Lecker Au an deren Rande Moore, in den Rinnen selber aber Gyttjen[1]) nachweisen.

Später kam dann infolge der ancylus-zeitlichen Senkung des ganzen Gebietes das Meer zurück. Es füllte alle tiefen Rinnen schnell auf, wie E. DITTMER 1938 für das Elb- und Eidermündungsgebiet aufzeigte. In diesen Rinnen drang das Meer mit zunehmender Senkung gegen Osten vor und nahm von ihnen aus von immer höheren Gebieten, insbesondere den Resten des Eem-Beckens = Groß-Sammelsandurs, Besitz. So breitete sich die nacheiszeitliche Nordsee im Rücken der Reste des alten Westlandes aus (Abb. 5). Das marine Alluvium ist daher im Eider- und Elbmündungsgebiet und vermutlich in den äußeren Teilen anderer jetzt vom Meere bedeckter Rinnen recht mächtig, in großen Teilen Nordfrieslands aber nur flach. Denn hier überschritt ruhige See hohes Land.

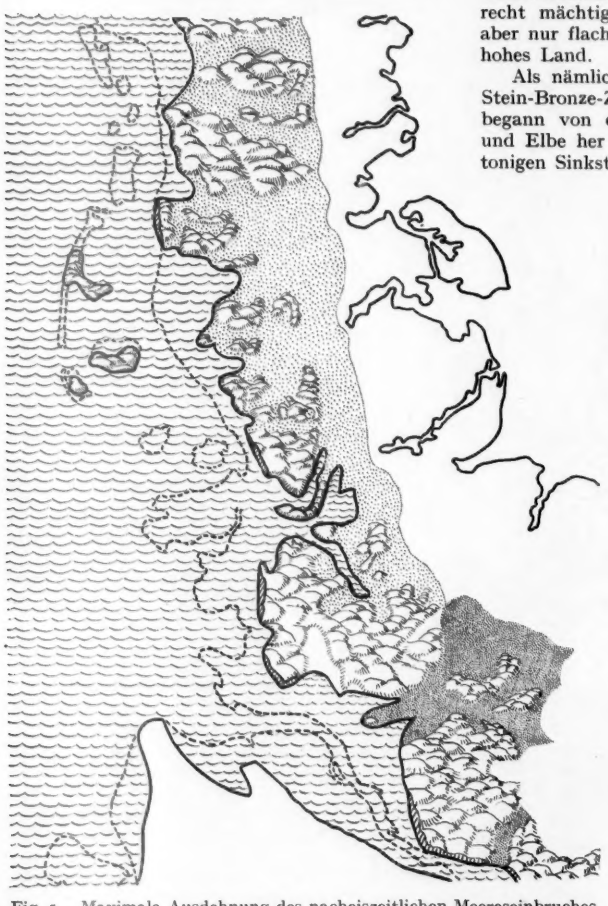


Fig. 5. Maximale Ausdehnung des nacheiszeitlichen Meereseinbruches. Das Elbe-Urstromtal, nordfriesische Eem-Senke und Treene-Eider-Durchbruchstal sind überflutet und das alte Westland fast ganz zerstört.

Als nämlich die Corbula-Senkung[1]), etwa zur Stein-Bronze-Zeit, im Abklingen begriffen war, begann von den Tiderinnen der Treene, Eider und Elbe her eine marine Verlandung. Aus den tonigen Sinkstoffen, die Treene und Eider herbeibrachten, entstand Eiderstedt. Auch im südwestlichen Teil Nordfrieslands, dem alten Nordstrand, bildete sich stabile marine Marsch. Dort aber, wo die ehemaligen Schmelzwasserrinnen unbedeutend waren, also im großen Teil Nordfrieslands, erfolgte die Verlandung in brackischer Facies mittels riesiger Schilfsümpfe. Der bereits im Diluvium vorhandene Gegensatz — hochliegender Rest des Ur-Eider-Sandurs — tiefe Schmelzwasserrinnen der Treene + Eider und Elbe, hatte also im jüngeren Alluvium zur Folge, daß sich über den Resten des Ur-Eider-Sandurs instabile Moore ablagerten, daß die Verlandung am Rande der Tiderinnen aber mit stabiler Klei-Marsch abschloß. Die Rinnen selbst verlandeten nicht. Von ihnen aus drang die zweite alluviale Transgression um die Zeitwende in die moorigen Gebiete vor. Elbe und Eider behielten im wesentlichen ihr altes Bett bei, aus der alten Treene wurde die Süder-Hever = Norder-Eider. Von der Wiedau her erfolgte der Einbruch in das nördliche und mittlere Nordfriesland und stieß, am Rande der Geest entlang, bis weit nach Süden vor. Die Norder Au dürfte in ihrer ersten Anlage auf eine Schmelzwasserquerrinne im Bereich der Soholmer Au zurückzuführen sein.

Die heute nur flache Süder Au scheint nicht mit einer alten Rinne in Zusammenhang zu bringen zu sein.

Eine Ausnahme bildet auch der heute stärkste Tidestrom der schweswig-holsteinischen Westküste, die Norder-Hever. Wie E. DITTMER (unveröffentlichter Bericht) nachweisen konnte, wurde deren Einbruch, von der Süder-Hever her, in den

[1]) Gyttja = Faulschlamm oder Mudde. (Die Red.)

[1]) Nach Vorschlag von E. DITTMER, sinnvollere Bezeichnung für Litorina-Zeit.

Kern des alten Nordstrands, durch die landeskulturelle Tätigkeit der Menschen verursacht oder wenigstens stark begünstigt[1]). Die durch die großen Meereseinbrüche plötzlich veränderten hydrographischen Verhältnisse waren der Anlaß für die Eintiefung der Norder Hever. Diese Eintiefung dauert bis heute an.

Die weit eingerissenen Tiderinnen der zweiten Transgression ließen das Meerwasser viel tiefer in das Land und über die alten Moore vordringen, als es am Ende der Corbula-Senkung der Fall war. Deswegen ist die jüngere Marsch größtenteils als echter Meeresabsatz ausgebildet.

Die Uranlagen zur Gestaltung des nordfriesischen Inselmeeres, der Eidermündung und mancher Tiderinnen im dortigen Wattenmeer gehen also auf eiszeitliche Verhältnisse zurück. Aber es waren morphologische, keineswegs tektonische Ursachen (HECK 1936), durch die die genannten Einzelheiten des Wattenmeeres und Nordfrieslands ausgestaltet wurden.

[1]) Siehe auch A. BANTELMANN, Das Nordfriesische Wattenmeer, eine Kulturlandschaft der Vergangenheit. Z. Westküste **1939** II, 39—115.

Magnetische Dipolstrahlung und Kernmomente.

Von HANS KOPFERMANN, Kiel.

[Schluß*).]

4. Die experimentelle Anordnung der magnetischen Molekularstrahl-Resonanzmethode.

a) Einzelheiten der Apparatur. Zur Ablenkung der verwendeten Atom- oder Molekülstrahlteilchen werden Schneide-Furche-Magneten (s. Fig. 12, *A*- und *B*-Magnet) benutzt, je 50 cm lang, mit Feldstärken H bis zu 12000 Oersted und Inhomogenitäten $\partial H/\partial z$ bis zu 10^5 Oersted/cm. Solche Werte von H und $\partial H/\partial z$ sind notwendig, wenn die magnetischen Kernmomente die einzigen magnetischen Äußerungen des Atoms oder Moleküls sind[1]). Ist dagegen auch ein elektronisches magnetisches Moment vorhanden, so können die Feldgrößen etwa 500mal kleiner sein; auch die Länge der Magnete darf dann erheblich reduziert werden. Je nachdem, ob Versuche bei schwachem oder starkem Feld H_0 unternommen werden sollen, bedeutet schwaches Feld $H_0 \sim 0{,}1$ Oersted, starkes Feld $H_0 \sim 5000$ Oersted. Die Länge des H_0-Magneten schwankt bei den Versuchen zwischen 2 und 10 cm. Das magnetische Wechselfeld wird meist durch zwei parallel zueinander gespannte, senkrecht zu H_0 verlaufende Drähte erzeugt, die von Wechselstrom der gewünschten Frequenz in zueinander entgegengesetzten Richtungen durchlaufen werden. Den Wechselstrom liefert ein üblicher Hochfrequenzsender. Das so erzeugte Magnetfeld steht, wenn man von Randeffekten an den Drahtenden absieht, senkrecht auf den Drähten und damit senkrecht zu H_0. Bei dieser Anordnung sind, solange der Schwingstrom gering und H_0 klein ist, nur Übergänge $\Delta m_F = \pm 1$ zu erwarten. Mit größer werdender Stromstärke treten, wenn auch schwächer, die Übergänge $\Delta m_F = 0$ in Erscheinung. Für die Versuche an Atomen mit elektronischem magnetischem Moment genügen einige hundert Milliampere, bei Atomen oder Molekülen mit reinem Kernmoment benötigt man bis zu 50 Amp. Schwingstrom. Die Konstanz der Frequenz f, welche das Haupterfordernis aller Experimente dieser Art ist, läßt sich, falls die Wellenlänge nicht zu klein wird, ohne Schwierigkeiten auf weniger als 1 Promille halten. Als Auffänger dient, wenn Alkalien oder Erden untersucht werden sollen, ein etwa 0,02 mm dicker Wolframdraht, von dem die aufgetroffenen Atome

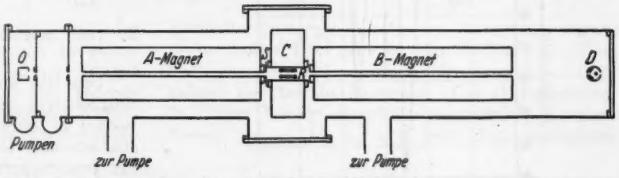


Fig. 12. Schema einer Anordnung zur direkten Bestimmung der magnetischen Momente nach RABI, MILLMAN, KUSCH und ZACHARIAS.

als Ionen abdampfen, wenn man den Draht, nachdem man ihn genügend lange dem Strahl ausgesetzt hat, plötzlich hochheizt. Auf diese Weise läßt sich der aufgetroffene Teilchenstrom elektrisch messen, was für hohe Genauigkeit bürgt. Sollen andere Atomarten, bei denen dieses Verfahren wegen zu hoher Ionisierungsspannung versagt, untersucht werden, so muß man geeignete Alkaliverbindungen verwenden. Bei Gasen hat sich das Piranimanometer bewährt. Die Eichung des H_0-Magneten, die nach den üblichen Methoden durchgeführt wird, war nach den Angaben der Verfasser auf weniger als 1 % reduzierbar.

b) Einzelheiten des Verfahrens. In Fig. 13 ist als Beispiel für einen Zeeman-Effekt bei schwachem Feld eine Durchmessung der Frequenzen des $^2S_{1/2}$-Terms des K^{39}-Grundzustandes bei $H_0 = 0{,}05$ Oersted und geringem Schwingstrom wiedergegeben. Man beobachtet 4 Komponenten, von denen die mittleren annähernd doppelt so stark sind wie die äußeren. Es handelt sich um die 4 π-Komponenten, die für die Kerndrehimpulsquantenzahl $I = \frac{3}{2}$ bei einem $^2S_{1/2}$-Term charakteristisch sind (siehe Fig. 9). Bei stärkerem Schwingstrom erscheinen,

*) Vgl. H. 38, S. 563.

[1]) Die Molekülrotationen liefern magnetische Momente der gleichen Größenordnung.

allerdings noch relativ schwach, auch die 3 σ-Komponenten, wie es Fig. 14 zeigt. In beiden Aufnahmen liegt die Gesamtstruktur symmetrisch zu $\nu_0 = 461{,}75 \cdot 10^6\,\mathrm{sec}^{-1} = 0{,}015403\,\mathrm{cm}^{-1}$.

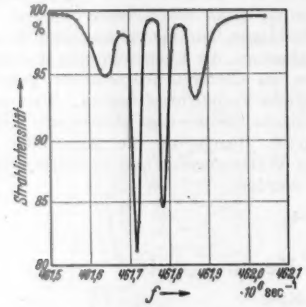


Fig. 13. Magnetische Dipolstrahlung des $^2S_{1/2}$-Zustandes des K^{39} ($I = 3/2$) im schwachen äußeren Magnetfeld ($H_0 = 0{,}05$ Oersted). π-Komponenten ($\Delta m_F = \pm 1$).

Aufnahmen desselben Zustandes bei annähernd starkem Feld ($H_0 = 3950$ Oersted) liefern den gleichen Wert. Gleichzeitig gewinnt man nach (9a) den Betrag des g_I-Faktors des K^{39}-Kerns: $g_I = 0{,}261$. Während die Bestimmung von ν_0 eine Genauigkeit

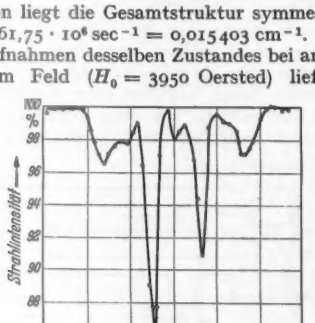


Fig. 14. Magnetische Dipolstrahlung des $^2S_{1/2}$-Zustandes des K^{39} ($I = 3/2$) im schwachen äußeren Magnetfeld ($H_0 = 0{,}2$ Oersted). π- und σ-Komponenten.

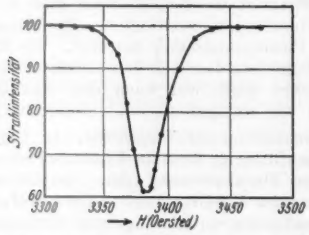


Fig. 15. Resonanzkurve des Li^7-Kerns, beobachtet am Grundzustand $^1\Sigma$ des LiCl-Moleküls.

von wenigen Promille besitzt, ist die Unsicherheit von g_I nach dieser Methode auf mehrere Prozente zu veranschlagen. Das ergibt sich weniger aus der Ungenauigkeit der H_0-Bestimmung als aus der Tatsache, daß g_I aus der Differenz sehr nahe beieinanderliegender Frequenzen ermittelt werden muß.

Erheblich genauer ist die Ermittelung von g_I bei Verwendung von Molekülen im $^1\Sigma_0$-Zustand. Fig. 15 zeigt ein Resonanzminimum des Li^7-Kerns, beobachtet an LiCl[1]). In Tabelle 2 ist das Verhältnis von $f/H_0 = \nu/H_0$, das nach Gleichung (12) für einen bestimmten Kern eine Konstante sein soll, bei Benutzung verschiedener H_0-Werte und verschiedener Molekülarten angegeben. Wie man sieht, ist die Konstanz f/H_0 ganz ausgezeichnet. Hier geht die Fehlergrenze für g_I zweifelsohne nicht über 1 % hinaus, da die sehr genau meßbaren Frequenzen — und nicht wie im vorangehenden die Frequenzdifferenzen — in die g_I-Bestimmung eingehen.

Tabelle 2. f/H_0 von Li^7 aus verschiedenen Li-Verbindungen bestimmt.

Molekülart	f in 10^6 sec^{-1}	H_0 in Oersted	f/H_0
LiCl	5,611	3399	1651
	6,587	3992	1650
	2,113	1278	1654
Li^7-Li^7	3,084	1879	1652
LiF	5,621	3401	1653

5. *Die magnetischen Momente von Proton und Neutron.*

Um die magnetischen Momente von Proton und Neutron direkt und möglichst exakt zu messen, bedarf es einiger Modifikationen der bisher beschriebenen Resonanzmethode, die in Anbetracht der Wichtigkeit der magnetischen Momente dieser beiden Kernbausteine etwas eingehender erörtert werden sollen.

a) Das magnetische Moment des Protons. Eine Messung des magnetischen Protonenmomentes[2]) macht man am besten an einem Strahl von H_2- oder HD-Molekülen bei tiefer Temperatur. Die Anordnung ist in allen wesentlichen Punkten die gleiche wie bei den früher beschriebenen Versuchen. Bei Verwendung von HD-Strahlen erhält man zwei ausgeprägte Resonanzminima (s. Fig. 16a und b), von denen das eine der Larmorfrequenz des Protons, das andere der Larmorfrequenz des Deuterons um das H_0-Feld zugeschrieben werden muß. Benutzt man hingegen einen H_2-Strahl, so beobachtet man eine Resonanzsequenz, wie sie in Fig. 17 gezeigt wird[2]).

Zur Erklärung und Auswertung dieser Bilder muß man sich die Theorie der Energiezustände des Wasserstoffmoleküls im starken äußeren Feld klarmachen. Der Elektronengrundzustand aller 3 Wasserstoffmolekülarten (H_2, HD, D_2) ist ein $^1\Sigma_0$-Zustand ohne elektronisches Drehimpulsmoment.

[1]) Hier ist f konstant gehalten und H_0 variiert.

[2]) I. KELLOGG, I. RABI u. F. RAMSEY, Physic. Rev. **56**, 728 (1940).

Die Verteilung der Moleküle auf die Rotationszustände bei 78° K (Temperatur des flüssigen Stickstoffs) wird in Tabelle 3 angegeben.

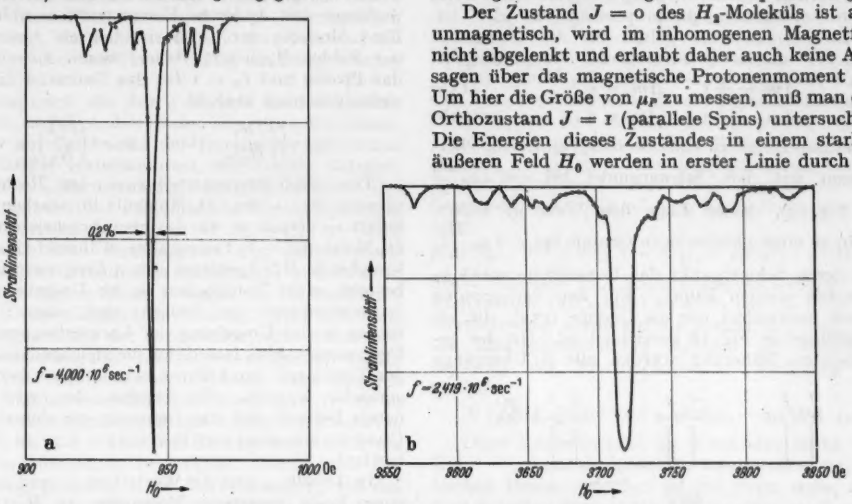


Fig. 16. Resonanzminima von Proton (a) und Deuteron (b) beobachtet am Grundzustand ($^1\Sigma_0$, $J = 0$) des HD-Moleküls.

Der Grundzustand des H_2-Moleküls ist der rotationslose Parazustand, bei dem sich die Kernmomente der beiden Protonen ($I_P = \frac{1}{2}$) durch Antiparallelstellung kompensieren. Der Grundzustand des D_2-Moleküls ist dagegen ein Orthozustand; wegen des Wertes $I_D = 1$ des Deuteronen-

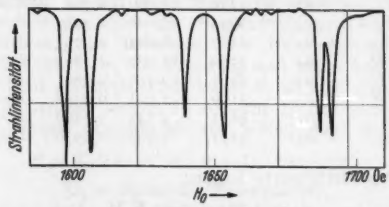


Fig. 17. Magnetische Dipolstrahlung des Rotationsniveaus $J = 1$ des H_2-Moleküls im $^1\Sigma_0$-Grundzustand bei „fast starkem" äußeren Magnetfeld.

Tabelle 3. Verteilung der Wasserstoffmoleküle auf die verschiedenen Rotationszustände J bei 78° K.

J	H_2	HD	D_2
0	0,248	0,559	0,628
1	0,745	0,328	0,369
2	0,003	0,105	0,003
3	0,000	0,004	0,000

spins sind hier mehrere sich nicht kompensierende Stellungen der beiden Kerndrehimpulse erlaubt[1]).

[1]) Für $J = 0$ sind beim D_2-Molekül sechs-symmetrische-Spinstellungen erlaubt.

Für die Rotationszustände des HD-Moleküls existieren wegen der Ungleichheit der Kerne keine derartigen Beschränkungen für die Spinstellungen.

Der Zustand $J = 0$ des H_2-Moleküls ist also unmagnetisch, wird im inhomogenen Magnetfeld nicht abgelenkt und erlaubt daher auch keine Aussagen über das magnetische Protonenmoment μ_P. Um hier die Größe von μ_P zu messen, muß man den Orthozustand $J = 1$ (parallele Spins) untersuchen. Die Energien dieses Zustandes in einem starken äußeren Feld H_0 werden in erster Linie durch die Einstellungsenergie der beiden Protonenmomente in das äußere Feld gegeben, die den Wert $2\mu_P H_0 m_I$ hat, wenn I die Summe der Drehimpulsquantenzahlen der beiden Protonen ($I = 1$) bezeichnet. In dieser Näherung erhält man also 3 Zeeman-Terme ($m_I = +1, 0, -1$) mit den Abständen

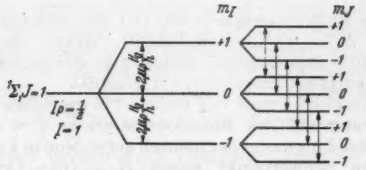


Fig. 18. Termschema des Rotationsniveaus $J = 1$ des H_2-Moleküls im $^1\Sigma_0$-Grundzustand bei starkem äußeren Magnetfeld; mit magnetischen Dipolstrahlungsübergängen $\Delta m_I = \pm 1$, $\Delta m_J = 0$.

$2\mu_P \frac{H_0}{h}$, von denen der mittlere ($m_I = 0$) unverschoben ist. Jeder dieser Zustände spaltet des weiteren dreifach auf, wenn man die Wechselwirkung des magnetischen Momentes der Rotation $\mu_R \left(\approx \frac{\mu_P}{3}\right)$ mit dem äußeren Feld im Betrag von $\mu_R H_0 m_J$ in Rechnung stellt ($m_J = +1, 0, -1$). Das Termschema dieser Näherung ist in Fig. 18 gezeichnet. Die äquidistante Lage der m_J-Terme zu den 3 m_I-Termen wird gestört durch die relativ kleine, aber gut meßbare Kopplungsenergie $2\mu_P H' m_I m_J$ zwischen den Protonen und dem

Magnetfeld H', welches die Molekülrotation an den Protonenorten erzeugt und durch die ebenfalls geringe Wechselwirkung zwischen den beiden Protonenmagneten, die proportional zu μ_P^2/r^3 ist.

Im starken Feld gelten für die Übergänge zwischen diesen 9 Termen die Auswahlregeln:

$$\Delta m_I = \pm 1\,, \quad \Delta m_J = 0 \qquad (13a)$$

und

$$\Delta m_J = \pm 1\,, \quad \Delta m_I = 0\,. \qquad (13b)$$

(13a) gibt Anlaß zu einer Sechsergruppe von Übergängen mit dem Schwerpunkt bei $\nu = 2\mu_P \frac{H_0}{h}$ (s. Fig. 19), dessen Lage den Wert μ_P liefert, (13b) zu einer gleichartigen Gruppe bei $\nu = \mu_R \frac{H_0}{h}$, aus deren Schwerpunkt das Rotationsmoment μ_R ermittelt werden kann[1]). Für den vorliegenden Zweck interessiert nur die Gruppe (13a), die als Übergänge in Fig. 18 gezeichnet ist. (In der gezeichneten Näherung würden alle 6 Übergänge

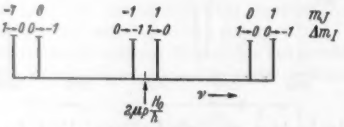


Fig. 19. Die Zeemankomponenten $\Delta m_I = \pm 1$, $\Delta m_J = 0$ des ($^1\Sigma_0$, $J = 1$)-Zustandes des H_2-Moleküls im starken äußeren Magnetfeld (theoretisch).

genau gleiche Frequenz besitzen.) Die relative Lage der 6 Übergangsfrequenzen ergibt sich aus Fig. 19, der die Annahme zugrunde liegt, daß das Feld H' der Molekülrotation am Protonenort den Wert $H' = 27$ Oersted und das Feld $H'' = \frac{\mu_P}{r^3}$ eines Protonenmagnets am Ort des anderen Protons $H'' = 34$ Oersted beträgt, Werte, die sich aus den experimentell gefundenen Abständen des Aufspaltungsbildes (Fig. 17) ergeben.

Vergleicht man mit diesem theoretischen Aufspaltungsbild des Rotationszustandes $J = 1$ des H_2-Moleküls das experimentell gefundene in Fig. 17, dessen Schwerpunkt einem $H_0 = 1650$ Oersted entspricht[2]), so zeigt die hier noch vorhandene Unsymmetrie, daß das verwendete Feld nicht ganz im obigen Sinne als stark anzusprechen ist.

Im Grundzustand $J = 0$ des HD- bzw. D_2-Moleküls stammt der gesamte Magnetismus lediglich von den sich nicht kompensierenden Eigenmomenten der Kerne. Die Wechselwirkung zwischen den beiden Kernmagneten mittelt sich bei diesem Zustand heraus, da die Kernverbindungslinie infolge Fehlens einer Rotationsachse alle Richtungen unabhängig von der Kernspinorientierung mit gleicher Wahrscheinlichkeit annimmt.

[1]) Nach Messungen von RAMSEY [Physic. Rev. 58, 226 (1940)] folgt für das μ_R des H_2-Moleküls: $\mu_R = 0{,}879$ K.M.

[2]) Bei diesen Aufnahmen ist wiederum die Frequenz des Senders konstant gehalten und H_0 variiert.

Jeder Kernmagnet hat daher im äußeren Feld eine wohldefinierte Energie, die zwar von seiner eigenen Orientierung, nicht aber von der räumlichen Stellung des anderen Kernmagneten abhängt. Eine Messung der Larmorfrequenzen $f = \nu$ und der Felder H_0 liefert daher wegen $I_P = \frac{1}{2}$ für das Proton und $I_D = 1$ für das Deuteron die Beziehungen nach (12):

$$\mu_P = \left(\frac{f \cdot \hbar}{2\,H_0}\right)_P \quad \text{und} \quad \mu_D = \left(\frac{f \cdot \hbar}{H_0}\right)_D . \qquad (14)$$

Das Radiofrequenzspektrum des Rotationsniveaus $J = 1$ des D_2-Moleküls im starken Feld liefert — gerade so wie das eben beschriebene des H_2-Moleküls — 6 Frequenzen, während das entsprechende HD-Spektrum aus 2 Frequenzgruppen besteht; einer Neunfachen in der Umgebung der Larmorfrequenz des Protons und einer Zwölffachen in der Umgebung der Larmorfrequenz des Deuterons[1]). Hier lassen sich die gleichen Analysen der Termlagen durchführen, wie sie oben beim H_2 gemacht wurden. Sie bringen den wichtigen neuen Befund, daß das Deuteron ein elektrisches Quadrupolmoment vom Betrage $q = 2{,}7 \cdot 10^{-27}$ cm^2 besitzt[2]).

In Tabelle 4 sind die Werte von μ_P und μ_D aus einer Reihe derartiger Messungen an H_2-, HD- und D_2-Molekülstrahlen angegeben.

Tabelle 4. Werte von μ_P und μ_D aus Messungen an H_2-, HD- und D_2-Molekülstrahlen.

Molekülart	Magnetisches Moment	Feld H_0 in Oersted	Frequenz $f\,10^6$ sec^{-1}	Wert von μ_I in K.M.	Gewonnen aus Rotationsniveau
H_2	μ_P	1336	5,662	2,781	$J = 1$
H_2	μ_P	1655	7,000	2,775	$J = 1$
H_2	μ_P	2107	8,923	2,779	$J = 1$
HD	μ_P	3299	14,007	2,786	$J = 0$
HD	μ_P	2461	10,420	2,780	$J = 0$
HD	μ_D	3106	2,021	0,8550	$J = 0$
D_2	μ_D	4832	3,143	0,8560	$J = 0$
D_2	μ_D	3232	2,103	0,8536	$J = 0$

Als Mittelwerte folgen:

$$\left.\begin{aligned} \mu_P &= 2{,}785 \pm 0{,}02 \text{ K.M.} \\ \mu_D &= 0{,}855 \pm 0{,}006 \text{ K.M.} \\ \frac{\mu_P}{\mu_D} &= 3{,}257 \pm 0{,}001\,. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Die Fehlergrenzen des Verhältnisses μ_P/μ_D sind wesentlich kleiner als die der Absolutwerte von μ_P bzw. μ_D, da zur Messung des Verhältnisses μ_P/μ_D nur das Frequenzverhältnis und das Verhältnis der zugehörigen H_0-Felder in die Bestimmung eingehen.

[1]) Diese sind zum Teil in den Abb. 16a und b neben den Larmorfrequenzminima zu sehen.

[2]) Die hier angegebene Bezeichnungsweise ist in der Literatur üblich. Um daraus das wirkliche Quadrupolmoment zu finden, hat man noch mit der elektrischen Elementarladung zu multiplizieren.

b) Das magnetische Moment des Neutrons[1]). Die Versuchsanordnung zur direkten Messung des magnetischen Moments des Neutrons an einem Strahl freier Neutronen wird durch Überlegungen nahegelegt, die auf BLOCH[2]) zurückgehen und die im folgenden soweit wie nötig skizziert werden sollen.

Neutronen, die durch Materie hindurchgehen, werden so lange ihre Bahn ungestört fortsetzen, bis sie auf Reichweite der Kernkräfte an Kernen der Materie vorbeikommen, bei welcher Gelegenheit eine „Kernstreuung" auftritt. Besitzt das Neutron auch ein magnetisches Moment μ_N (und eine Drehimpulsquantenzahl $I_N = \frac{1}{2}$), so wird zusätzlich eine Streuung an den inhomogenen Feldern der Atomhüllen stattfinden, und zwar in um so stärkerem Maße, je langsamer die Neutronen sind. Diese „Elektronenstreuung" wird sich, falls die Magnetfelder der Atomhüllen nicht durch eine Magnetisierung des Streukörpers ausgerichtet sind, im Mittel kompensieren. Schickt man dagegen einen Neutronenstrahl etwa durch eine (z. B. in der z-Richtung) magnetisierte Eisenplatte hindurch, so macht sich neben der Kernstreuung auch die Elektronenstreuung bemerkbar. Nennt man den Wirkungsquerschnitt der Kernsteuung σ_0 und das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Elektronen- zu Kernstreuung p, so hat der Gesamtstreuquerschnitt den Wert $\sigma_0(1+p)$ bzw. $\sigma_0(1-p)$, je nachdem ob die Neutronendrehimpulse parallel ($m_I = +\frac{1}{2}$) oder antiparallel ($m_I = -\frac{1}{2}$) zu den in der z-Richtung verlaufenden Induktionslinien stehen. Unter der Annahme, daß die Wirkung der Elektronenhüllen als die Wirkung magnetischer Dipole beschrieben werden kann, läßt sich p abschätzen. Es hat einen Wert von etwa 0,1.

Sei n die Zahl der Eisenatome pro Kubikzentimeter, die Intensität des Neutronenstrahls beim Eintritt in das Eisen E_0 und beim Austritt aus dem magnetisierten Eisen E, so gilt, da sich die Neutronen wegen $I_N = \frac{1}{2}$ zur Hälfte parallel, zur Hälfte antiparallel zur z-Richtung stellen:

$$E = E_0\left[\tfrac{1}{2}e^{-n x_1 \sigma_0 (1+p)} + \tfrac{1}{2}e^{-n x_1 \sigma_0 (1-p)}\right] \qquad (16)$$

(x_1 = Dicke der Eisenplatte)

oder, da p klein ist:

$$E \sim E_0 e^{-n x_1 \sigma_0}(1 + n^2\sigma_0^2 x_1^2 p^2)\,, \qquad (16a)$$

während für die Intensität des Strahls nach Durchgang durch das unmagnetische Eisen gilt:

$$E = E_0 e^{-n x_1 \sigma_0}\,. \qquad (17)$$

Die Elektronenstreuung hebt also, wie der Vergleich von (16a) und (17) zeigt, die Kernstreuung zum Teil auf. Eine solche magnetische Eisenplatte wirkt wie ein Polarisator, die Zahl der Neutronen mit parallel zum Feld stehenden Spin n_p ist nach Durchgang durch die Platte geringer als die Zahl mit antiparallelem Spin n_a; nach (16) gilt:

$$\frac{n_p}{n_a} \sim 1 - 2 n x_1 \sigma_0 p\,. \qquad (18)$$

Der Strahl ist teilweise polarisiert.

Geht dieser polarisierte Neutronenstrahl durch eine zweite solche Platte mit der Dicke x_2 hindurch, so wirkt sich dies dann, wenn die zweite Platte (Analysator) ebenfalls in der z-Richtung magnetisiert ist, so aus, als ob die Schichtdicke der ersten Platte um x_2 vergrößert wäre, woraus für die Intensität E nach Durchgang durch beide Platten folgt:

$$E \sim E_0 e^{-n\sigma_0(x_1+x_2)}(1 + n^2\sigma_0^2(x_1+x_2)^2 p^2)\,. \qquad (19a)$$

Steht dagegen die Magnetisierungsrichtung des Analysators antiparallel zu z, so hat man für die Kernstreuung wiederum die Summe $(x_1 + x_2)$, für die Elektronenstreuung dagegen die Differenz $(x_1 - x_2)$ der Plattendicken in Rechnung zu stellen:

$$E \sim E_0 e^{-n\sigma_0(x_1+x_2)}(1 + n^2\sigma_0^2(x_1-x_2)^2 p^2)\,. \qquad (19b)$$

Diese Vorstellungen, die durch eine Reihe von Experimenten belegt sind[1]), legen einen magnetischen Resonanzversuch in der Form nahe, daß man zwischen Polarisator und Analysator, die sich in *Parallelstellung* befinden, sowohl ein H_0-Feld, das parallel zu den Induktionslinien in den Eisenplatten steht, als auch ein magnetisches Wechselfeld H_1 geeigneter Frequenz auf den Neutronenstrahl wirken läßt. Die Neutronen gelangen, nachdem ihre Eigendrehimpulse im Analysator im Sinne von (18) ausgerichtet worden sind, in das H_0-Feld und führen dort eine „Präzessionsbewegung" um die Feldlinien aus. Das Energieschema eines solchen „Zeeman-Effektes" ist besonders einfach, da es wegen $m_I = \pm\frac{1}{2}$ nur 2 Energieniveaus gibt, zwischen denen ein einziger Übergang mit der Frequenz $\nu = \nu_L$ möglich ist. Durch Einstrahlung magnetischer Dipolstrahlung der Sendefrequenz $f = \nu_L = \frac{\mu_N H_0}{h \cdot \frac{1}{2}}$ [siehe (12)] im Bereich des H_0-Magneten werden dann Übergänge zwischen den beiden „Zeeman-Termen" erzwungen, welche einen Teil der parallel gerichteten Spins in die Antiparallelstellung umklappen und umgekehrt, und zwar nach Maßgabe der eingestrahlten Intensität und der Wahrscheinlichkeit P eines solchen Überganges. So wird die — an sich verschiedene — Zahl der „parallelen" Neutronen gegen die „antiparallelen" verändert. Infolge der Streuung im Analysator wird daher im Endeffekt eine andere (und zwar geringere) Neutronenintensität $E' = E - \Delta E$ auf einen geeigneten „Auffänger"

[1]) L. ALVAREZ u. F. BLOCH, Physic. Rev. **57**, 111 (1940).

[2]) F. BLOCH, Physic. Rev. **50**, 259 (1936).

[1]) Z. B. P. POWERS, Physic. Rev. **54**, 817 (1938) und R. FRISCH, v. HALBAN u. J. KOCH, Physic. Rev. **53**, 719 (1938), von denen auch der erste Versuch unternommen wurde, Vorzeichen und Größe des magnetischen Neutronenmomentes zu messen, wobei ersteres als negativ sichergestellt, letzteres größenordnungsmäßig zu ~ 2 K.M. festgelegt wurde

treffen, als ohne die Einwirkung des Wechselfeldes H_1. Um eine scharfe Resonanzkurve zu erhalten, muß H_1 klein gegen H_0 gemacht werden.

P, die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron nach der Zeit t aus dem Zustand $m_I = +\frac{1}{2}$ in den Zustand $m_I = -\frac{1}{2}$ (oder umgekehrt) übergegangen ist, läßt sich quantenmechanisch berechnen[1]). Es gilt:

$$P = \frac{f^2 \sin^2\vartheta}{f^2 + \nu_L^2 - 2f\nu_L\cos\vartheta} \sin^2\pi t[f^2 + \nu_L^2 - 2f\nu_L\cos\vartheta]^{1/2}, \quad (23)$$

wenn $\operatorname{tg}\vartheta = H_1/H_0$ bedeutet. Aus dieser Formel ersieht man, daß die Umklappwahrscheinlichkeit von der Zeit t, d. h. von der Neutronengeschwindigkeit abhängt, und daß selbst, wenn t so gewählt werden könnte, daß $\sin^2\pi t[f^2 + \nu_L^2 - 2f\nu_L\cos\vartheta]$ gleich 1 wird, die Wahrscheinlichkeit P bei $f = \nu_L$ gering ist, wenn nicht gleichzeitig $H_1 \ll H_0$ gemacht wird. Für $H_1 \ll H_0$ kann man Formel (23) nämlich schreiben:

$$P = \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \left(1 - \frac{\nu_L}{f}\right)^2} \sin^2\pi t\left[\Delta^2 + \left(1 - \frac{\nu_L}{f}\right)^2\right]^{1/2} \quad \text{mit } \Delta = \frac{H_1}{2H_0}. \quad (24)$$

Läßt man, wie das im Experiment tatsächlich der Fall ist, die Neutronengeschwindigkeit über einen weiten

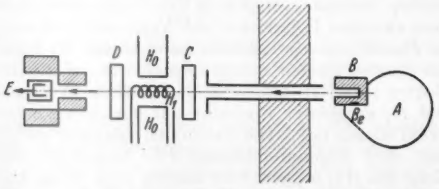


Fig. 20. Anordnung zur Messung des magnetischen Neutronenmomentes. A = Cyklotronkammer, B = Paraffinblock zur Verlangsamung der Neutronen, C = Polarisator-, D = Analysatormagnet, $H_0 = H_0$-Feld, $H_1 = H_1$-Feld, $E = BF_3$-Ionisationskammer. Schraffierte Gebiete = Wasser- bzw. Paraffinschutz.

Bereich variieren, so kann man in guter Näherung den $\sin^2$ durch seinen Mittelwert $\frac{1}{2}$ ersetzen und erhält:

$$P = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \left[\frac{2H_0}{H_1}\left(1 - \frac{\nu_L}{f}\right)\right]^2}. \quad (24)$$

Es wird also das Resonanzminimum bei $f = \nu_L$, für das P unter den gewählten Bedingungen den Wert $\frac{1}{2}$ annimmt, um so schärfer, je kleiner H_1 gegen H_0 ist.

Eine Skizze der Versuchsanordnung ist in Fig. 20 dargestellt. Die Neutronen werden aus der Reaktion $B_5^{10} + D^2 = B^{10} + n^1$ gewonnen, wobei der D-Ionenstrom durch ein Cyklotron erzeugt ist. Die im Paraffinblock B auf thermische Geschwindigkeiten verlangsamten Neutronen diffundieren durch einen langen Cd-Kanal, durchlaufen den Polarisator C, das präzessionerzeugende Feld H_0 (600 Oersted), werden hier der Strahlung des magnetischen Senders der Feldstärke H_1 (10 Oersted) ausgesetzt und gelangen nach Durchwanderung des Analysators D in eine BF_3-Kammer, in der die Intensität E gezählt wird. Weitere Paraffinblöcke und Wasserkammern schützen die ganze Anordnung vor vagabundierenden Neutronen.

Da sich der Ionenstrom des Cyklotrons und damit die Neutronenintensität über längere Zeit nur auf etwa 2% konstant halten läßt, so wird, um diese langperiodischen Schwankungen des Neutronenstrahls auszugleichen, das Verhältnis $\Delta E/E$ nur während weniger Sekunden, dafür aber vielfach wiederholt, gemessen. Die experimentelle Anordnung dabei ist die folgende: Ein von einem Thyratron gesteuerter Elektronenschalter schaltet periodisch das Feld H_1 ein und aus und legt gleichzeitig die Ionisationskammer an zwei verschiedene Zählwerke so, daß das eine nur die Intensität E, das ander $E - \Delta E$ mißt.

Das Neutronenmoment μ_N wird auf diese Weise — wie bisher — in absoluten Einheiten gemessen und mit Hilfe der Atomkonstanten e und M (Protonenmasse) auf K.M. umgerechnet.

Die Verfasser haben aber durch die Verwendung des Cyklotrons auch die Möglichkeit, μ_N unmittelbar in K.M. festzulegen. Bezeichnet man nämlich das Neutronenmoment in absoluten Einheiten mit μ_N', das in K.M. gemessene mit μ_N, so gilt:

$$\mu_N' = \mu_N \frac{eh}{4\pi Mc}, \quad (26)$$

und es wird wegen (12)

$$f_N = H_0\mu_N \frac{e}{2\pi Mc}. \quad (27)$$

Betreibt man das Cyklotron mit Protonen, so gilt bekanntlich bei Resonanz für die Cyklotronenfrequenz:

$$f_P = \frac{eH_P}{2\pi Mc}, \quad (28)$$

wenn H_P die betreffende Feldstärke des Cyklotrons ist. Durch Kombination von (27) und (28) erhält man:

$$\mu_N = \left(\frac{f_N}{f_P}\right)\left(\frac{H_P}{H_0}\right) \text{K.M.} \quad (29)$$

Benutzt man daher für die Frequenz f_P des Cyklotronfrequenzgenerators eine Oberschwingung der Wechselfeldfrequenz f_N, so wird f_N/f_P eine ganze Zahl, und man hat zur Messung von μ_N nur das Verhältnis H_P/H_0 zu bestimmen, was genauer bewerkstelligt werden kann als die Absolutmessung beider Felder.

In sorgfältigen Vorversuchen, bei denen 20 Millionen Neutronen zur Zählung kamen, wurden die vielen Fehlerquellen, welche bei der sehr komplizierten Apparatur und dem schwierigen Versuchsobjekt auftreten, studiert und weitgehend eliminiert. Bei den endgültigen Arbeitsreihen betrug die Zahl der registrierten Neutronen 4 Millionen. Eine Resonanzkurve, bei der jeder einzelne Punkt mit $12 \cdot 10^4$ Einzelzählstößen festgelegt ist, wird in Fig. 21 wiedergegeben. Die verwendete Frequenz f_N beträgt $f_N = 1{,}843 \cdot 10^6\ \text{sec}^{-1}$.

[1]) I. RABI, Physic. Rev. 55, 628 (1939).

Aus einer Reihe von solchen Resonanzkurven, bei denen H_0 und f_N in weiten Grenzen variiert wurden, geben die Verfasser als Wert für μ_N an:

$$\mu_N = 1{,}935 \pm 0{,}02 \text{ K.M.} \qquad (30)$$

Wenn man die verschiedenen Fehlerquellen, auf die hier im einzelnen nicht eingegangen werden kann, berücksichtigt, so erscheint die angegebene

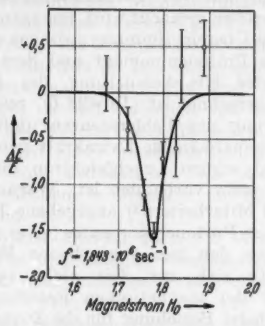


Fig. 21. Resonanzminimum des Neutrons.

Meßgenauigkeit reichlich groß[1]). Man sollte daher vielleicht aus diesem ersten bewunderungswürdigen Versuch, das Neutronenmoment exakt zu messen, noch keine allzu weiten Schlüsse ziehen (siehe 6).

6. *Diskussion der Ergebnisse.*

In Tabelle 5 sind die bisher mit der magnetischen Resonanzmethode gemessenen Hfs.-Aufspaltungen ν_0 angegeben und mit den direkten Ausmessungen der optischen Hfs.-Aufspaltungsbilder verglichen.

Tabelle 5. Vergleich der Hfs.-Aufspaltung ν_0 nach der magnetischen Resonanz-Methode (R.M.) und nach optischen Hfs.-Messungen (Hfs.).

Isotop	ν_0 nach R.M. in cm^{-1}	ν_0 nach Hfs in cm^{-1}
Li^6	0,00761	—
Li^7	0,02681	0,027
Na^{23}	0,05910	0,059
K^{39}	0,01540	0,015
K^{41}	0,00847	0,008
Rb^{85}	0,1013	0,101
Rb^{87}	0,2280	0,228
Cs^{133}	0,3066	0,306

Dazu ist zu bemerken, daß in Spalte 2 und 3 die jeweils letzten Stellen noch als sicher anzusehen sind. Die Übereinstimmung der beiden verschiedenen Arbeitsweisen ist ausgezeichnet. Die Meßgenauigkeit der Resonanzmethode zeigt sich aber, wie erwartet, der direkten Ausmessung der optischen Hfs.-Aufspaltungsbilder stark überlegen.

Tabelle 6 enthält eine Gegenüberstellung der μ_I-Werte, die nach den verschiedenen Methoden gewonnen wurden[1]). Spalte 2 gibt die aus der Messung der Larmorfrequenz bestimmten magnetischen Kernmomente mit Vorzeichen. Damit werden verglichen in Spalte 3 die μ_I, welche im starken Feld ermittelt worden sind, und schließlich in

Tabelle 6. Vergleich der auf verschiedene Weise ermittelten μ_I-Werte.

Isotop	μ_I aus der Larmorfrequenz in K.M.	μ_I ermittelt im starken Feld in K.M.	μ_I berechnet aus ν_0 in K.M.	μ_{I_1}/μ_{I_2} gemessen nach R.M.	μ_{I_1}/μ_{I_2} berechnet aus $\nu_{0,1}/\nu_{0,2}$
n^1	−1,94	—	—	—	—
H^1	+2,78	—	+2,85		
H^2	+0,855	—	+0,85		
Li^6	+0,82	—	+0,85	3,96	3,96
Li^7	+3,25	3,27	+3,2		
Na^{23}	+2,22	2,21	+2,0		
K^{39}	+0,39	0,39	+0,36	0,550	0,5501
K^{41}	—	—	+0,20		
Rb^{85}	+1,34	1,35	+1,3	2,03	2,026
Rb^{87}	+2,73	2,69	+2,6		
Cs^{133}	+2,57	2,57	+2,5		
Be^9	−1,18	—	—		
B^{10}	+0,597	—	—		
B^{11}	+2,68	—	—		
N^{14}	+0,400	—	—		
F^{19}	+2,63	—	—		
Al^{27}	+3,63	—	+3,7		
Cl^{35}	+1,37	—	—		
Cl^{37}	+1.14	—	—		

Spalte 4 die berechneten μ_I. Diese letzteren sind aus der Hfs.-Aufspaltungsfrequenz ν_0 unter der Annahme gewonnen, daß die Kopplung zwischen Kern und Elektronenhülle rein magnetischer Natur ist[2]). Für die Einstellungsenergie des Kernmagneten in das Feld H_J, das von den Hüllenelektronen am Kernort erzeugt wird, gilt bekanntlich:

$$W_{I,J} = \mu_I H_J \cos(\vec{I}, \vec{J}). \qquad (31)$$

Daraus folgt für die Hfs.-Aufspaltungsfrequenz, falls $I \geqq J$ ist:

$$\nu_0 = \frac{\mu_I H_J}{h} \frac{2I+1}{I}. \qquad (32)$$

Um also aus ν_0 und I das magnetische Kernmoment zu bestimmen, muß H_J berechnet werden.

[1]) Der prozentuale Fehler wird kleiner angegeben als derjenige der sicherlich leichter auszuführenden Messung von μ_P!

[1]) Darin bedeutet positives bzw. negatives Vorzeichen: $\vec{I}$ und $\vec{\mu}_I$ haben gleiche bzw. entgegengesetzte Richtung.

[2]) Als bisher sicher beobachtete Wechselwirkungen zwischen Atomkern und Hüllenelektronen sind zu nennen: 1. Coulombsche Anziehung, 2. magnetische Wechselwirkung auf Grund eines vorhandenen magnetischen Kernmomentes, 3. elektrostatische Wechselwirkung auf Grund eines vorhandenen elektrischen Kernquadrupolmomentes. Für die Hfs.-Aufspaltung spielt natürlich die Coulombsche Anziehung keine Rolle. Falls ein Kernquadrupolmoment gemessen wird, läßt sich die dadurch bedingte meist sehr geringe Kopplungsenergie berechnen und in Abzug bringen. Speziell im Falle eines $^2S_{1/2}$-Terms, der kugelsymmetrische Ladungsverteilung besitzt, ist eine solche Kopplungsenergie nicht vorhanden.

Für den Grundzustand des H^1- und des H^2-Atoms läßt sich dies quantenmechanisch exakt ausführen. Die Ungenauigkeiten, die bei den so festgelegten Werten von μ_P und μ_D auftreten, kommen vollkommen auf die Fehler in der ν_0-Messung, die am H-Atom bisher weniger genau ist als an den Alkalien ($\approx 5\,\%$). Die Berechnung der übrigen H_J- und damit der μ_I-Werte hat approximativen Charakter und dürfte trotz zum Teil sehr genauer Bestimmung der Hfs.-Aufspaltung ($\leqq 1\,\%$) mit Fehlern bis zu 10 % behaftet sein. Auf die Vorzeichenbestimmung von μ_I kann im Rahmen dieses Aufsatzes nicht eingegangen werden.

Der Vergleich von Spalte 2 und 4 zeigt die erfreuliche Tatsache, daß das an sich heikle Problem der magnetischen Wechselwirkung der Elektronenhülle mit dem Kern von der Theorie heute bereits recht gut beherrscht wird, und daß umgekehrt aus der erstaunlich guten Übereinstimmung der direkt gemessenen mit den auf dem Umweg über die Hfs.-Aufspaltungsfrequenz berechneten Werten von μ_I die Annahme nachträglich gerechtfertigt wird, daß die Kopplung zwischen Kern und Atomhülle, soweit sie zur Hfs. beiträgt, *in der Hauptsache magnetischer Natur* ist.

Besonders interessant ist in diesem Zusammenhang der Vergleich der Spalten 5 und 6, in denen die bisher untersuchten Verhältnisse der magnetischen Momente μ_{I_1}/μ_{I_2} von Isotopen, die zum gleichen Element gehören, einmal direkt gemessen, das andere Mal aus dem Verhältnis der ν_0-Werte berechnet sind. Nach (32) folgt für $\nu_{0,1}/\nu_{0,2}$ zweier Isotope:

$$\frac{\nu_{0,1}}{\nu_{0,2}} = \frac{\mu_{I_1}}{\mu_{I_2}} \cdot \frac{\dfrac{2I_1+1}{I_1}}{\dfrac{2I_2+1}{I_2}}, \qquad (33)$$

da das Magnetfeld H_J der Elektronenhülle für beide Isotope das gleiche ist und sich heraushebt. Das hieraus ermittelte μ_{I_1}/μ_{I_2} enthält also nur die Fehler der Frequenzbestimmung. Die Übereinstimmung der Werte von Spalte 5 und 6 ist ausgezeichnet und liegt innerhalb der recht kleinen Fehler.

Wenn also der Vergleich von Spalte 2 und 4 noch einen Spielraum für weitere Kräfte zwischen Kern und Hüllenelektronen im Betrag von etwa 10 % offenläßt, so wird, da auch die Formel (33) auf der Annahme rein magnetischer Kopplung zwischen Kern und Atomhülle beruht, durch die gute Übereinstimmung zwischen den Werten von Spalte 4 und 5 sichergestellt, daß außer elektrostatischen und magnetischen Kräften keine anderen zwischen Elektronen und dem Kern wirksamen Kräfte, die sich in der Hfs. bemerkbar machen können, in meßbarem Betrag vorhanden sind.

Man hat in letzterer Zeit des öfteren die Frage erörtert, ob neben elektrostatischen und magnetischen Kräften auch solche von der Art typischer Kernkräfte zwischen Elektronen und Kernteilchen in meßbarer Größe existieren[1]). Diese Frage wird auf Grund der vorliegenden Diskussion verneint, soweit es sich um *spinabhängige* Kräfte handelt, die sicher, wenn sie auftreten, weniger als 1 % der magnetischen Kräfte betragen. Über *spinunabhängige* Extrakräfte wird damit natürlich nichts ausgesagt, da diese, falls vorhanden, das Hfs.-Termmultiplett des Elektronenterms als Ganzes verschieben, was der Beobachtung, wie sie in diesen Versuchen gemacht wird, unzugänglich ist[1]).

Auch die Übereinstimmung zwischen dem direkt gemessenen Protonenmoment und dem μ_P-Wert, der aus der Hfs.-Aufspaltung des H^1-Grundzustandes berechnet ist (Tabelle 6), zeigt bei Berücksichtigung der Fehlergrenzen, daß für eine merkliche spinabhängige Extrakraft zwischen dem Proton und seinem Leuchtelektron im H-Atom kein Platz mehr vorhanden ist. Warum der von STERN und Mitarbeitern[2]) angegebene Betrag des magnetischen Protonenmomentes ($\mu_P = 2{,}45$ K.M.) so stark von den hier angegebenen Werten abweicht, läßt sich zur Zeit nicht sagen. Die Einfachheit der magnetischen Resonanzmethode spricht in jeder Beziehung für die Zuverlässigkeit des Betrages $\mu_P = 2{,}78$ K.M.

Schließlich verdienen die direkt gemessenen magnetischen Momente von Proton, Deuteron und Neutron einer näheren Betrachtung unterzogen zu werden. Wenn die in (15) und (30) angegebenen Beträge dieser 3 Größen bereits endgültig sind, so erfüllen sie unter Berücksichtigung des negativen Vorzeichens von μ_N — rein empirisch — mit einer Genauigkeit von etwa 1 % die Beziehung:

$$\mu_D = \mu_P + \mu_N. \qquad (34)$$

Diese Relation wird auf Grund der einfachen Theorie des Deuterons erwartet. Im Grundzustand des Deuterons ist, wie Streuversuche von Neutronen an Protonen zeigen, kein Bahndrehimpuls der beiden Kernteilchen vorhanden, so daß der beobachtete Kernspin $I = 1$ durch Parallelstehen der Eigendrehimpulse von Proton und Neutron zustande kommt. In der Sprache der Spektroskopie ausgedrückt, hat man es also beim Deuteronengrundzustand mit einem $^3S_1$-Term zu tun. Da das magnetische Neutronenmoment, wie eingehende Versuche gezeigt haben, negatives Vorzeichen besitzt[3]), d. h. da bei ihm mechanisches und magnetisches Moment antiparallel stehen, beim Protonenmoment dagegen positives Vorzeichen sichergestellt worden ist, so resultiert in der Tat aus dem Parallelstehen der Eigendrehimpulse der beiden Bausteine das Antiparallelstehen ihrer magnetischen Momente, wie es durch (34) ausgedrückt wird.

Die Existenz eines — wenn auch sehr kleinen — Quadrupolmoments des Deuterons q_D, d. h. einer Abweichung seiner Ladungsverteilung von der

[1]) S. z. B. L. A. YOUNG, Physic. Rev. **52**, 138 (1937).

[1]) Kräfte dieser Art sollten für den Isotopieverschiebungseffekt eine Rolle spielen.

[2]) I. ESTERMANN, O. SIMPSON u. O. STERN, Physic. Rev. **52**, 535 (1937).

[3]) D. POWERS, O. FRISCH, v. HALBAN u. J. KOCH, l. c.

Kugelsymmetrie[1]), ist mit einem S-Term, der ja stets kugelsymmetrisch sein muß, nicht vereinbar. Man ist daher gezwungen anzunehmen, daß der Grundzustand des Deuterons mit einem der möglichen höheren Deuteronenterme gemischt ist. In Frage kommt auf Grund der Theorie der angeregten Deuteronenzustände ein $^3D_1$-Term, dessen Mitwirkung am Grundzustand eine solche Ladungsunsymmetrie erzeugen kann. Damit kann die Additivität der magnetischen Momente von Proton und Neutron im Deuteronengrundzustand, wie sie durch (34) ausgedrückt wird, nicht mehr streng gelten, so daß zwischen den Werten von μ_P, μ_N, μ_D *und* q_D eine feste Beziehung bestehen muß. Es wird Sache einer exakten Theorie des Deuterons sein festzustellen, wie die vier gemessenen Größen miteinander in Einklang zu bringen sind.

Andererseits dürften auch die Werte von μ_P und μ_N nicht unabhänging voneinander sein, was sich ergibt, wenn man die — sich doch sehr aufdrängende — Frage beantworten will, warum das Neutron als elektrisch neutrales Teilchen überhaupt ein magnetisches Eigenmoment besitzt. Die Deutung des magnetischen Neutronenmomentes, die heute versucht wird, ist eng mit der Theorie des β-Zerfalls gekoppelt[2]). Nach dieser Theorie wird ein Proton oder ein Neutron nicht in dem Sinne als Elementarteilchen angesehen wie das Elektron oder das Positron. Es wird vielmehr, um in Einklang mit der Erfahrung zu kommen, gefordert, daß ein Neutron unter Emission eines Elektrons in ein Proton und ein Proton unter Emission eines Positrons in ein Neutron übergehen kann[1]). Man sollte daher zwar meist ein Neutron als Neutron, in seltenen Fällen aber statt dessen auch in ein Proton und ein Elektron aufgespalten vorfinden. In diesem „dissoziierten" Zustand kann das Neutron vermöge des magnetischen Momentes des Elektrons mit dem Magnetfeld der Hüllenelektronen in Wechselwirkung treten. Diese Wechselwirkung ist proportional dem magnetischen Elektronenmoment und der Wahrscheinlichkeit, das Neutron im aufgespaltenen Zustand zu finden. Auf diese Weise würde auch das negative Vorzeichen des magnetischen Neutronenmomentes, das einer negativen Ladung entspricht, verständlich werden. Analog müßte auch ein Beitrag des magnetischen Positronenmomentes zum magnetischen Protonenmoment, das im unaufgespaltenen Zustand 1 K.M. haben sollte, gefordert werden; und da die magnetischen Momente beider leichten Teilchen ihrem Betrage nach gleich groß, ihrem Vorzeichen nach aber verschieden sind, so sollte nach dieser Vorstellung das Protonenmoment so viel *über* 1 *K.M.* liegen, als das Neutronenmoment *unter Null* liegt. Diese Bedingung wird von den experimentell gefundenen Werten zwar einigermaßen (+ 2,8 gegen — 1,9), aber nicht exakt erfüllt[2]).

[1]) Und zwar, wie die genaue Untersuchung zeigt, in dem Sinne, daß eine Verlängerung der Kerngestalt *in Richtung der Kernspinachse* auftritt.

[2]) W. Wick, Atti R. Accad. naz. Lincei, Rend. **21**, 170 (1935).

[1]) Die dabei notwendige Emission eines Neutrinos wird hier als für die vorliegende Betrachtung unwesentlich unterschlagen.

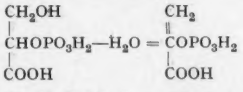
[2]) Auch die Yukawasche Theorie des Neutronenmomentes, die an die Stelle des leichten Elektrons das Mesotron setzt, ändert nichts Wesentliches an dieser Vorstellung.

Kurze Originalmitteilungen.

Für die kurzen Originalmitteilungen ist ausschließlich der Verfasser verantwortlich.

Isolierung und Kristallisation des Gärungsferments Enolase.

Von den Fermenten, durch deren Zusammenwirken die alkoholische Gärung der Hefe entsteht, waren bisher zwei isoliert und kristallisiert worden: das reduzierende Gärungsferment (1937) und das oxydierende Gärungsferment (1939). Wir haben nunmehr ein drittes Ferment der Hefegärung isoliert und kristallisiert, die von Lohmann und Meyerhof 1934 entdeckte Enolase, deren Funktion bei der Gärung es ist, die 2-Phosphoglycerinsäure, durch Entziehung von Wasser, in Phosphobrenztraubensäure zu verwandeln:



Wesentlich für den Erfolg dieser Arbeit war ein optischer „Schnell-Test" auf Enolase. Phosphobrenztraubensäure absorbiert, weil sie eine Enolverbindung ist, die ultraviolette Wellenlänge 240 mμ, während Phosphoglycerinsäure für 240 mμ durchlässig ist. Wirkt also die Enolase, so tritt eine Absorption bei 240 mμ auf, und die Geschwindigkeit, mit der diese Absorption zunimmt, ist ein genaues Maß für den Enolasegehalt von Lösungen.

Schon nach den ersten Reinigungsschritten zeigte es sich, daß die Enolase kein einfaches Protein, sondern ein aus Protein und Metallsalz zusammengesetztes Protein ist. Das

Fig. 1. Quecksilbersalz der Enolase.

von Metallsalzen befreite Protein ist also katalytisch unwirksam; es wird erst zum Ferment durch Verbindung mit Salzen des Zinks oder des Mangans oder des Magnesiums. Liegt ein Ferment-Präparat vor, von dem man nicht weiß, mit welchem der drei Metalle das Protein verbunden ist, so kann man durch Hemmungsversuche eine Entscheidung treffen. Zink-Enolase, aber nicht Mangan- oder Magnesium-Enolase, wird durch Blausäure gehemmt. Magnesium-Enolase ist unter sonst gleichen Bedingungen gegen Fluorid viel empfindlicher als Mangan-Enolase. Die im Leben wirksame Enolase ist wahrscheinlich, wie man aus derartigen Hemmungsversuchen schließen kann, Magnesium-Enolase. Mit Magnesium ist das Protein der Enolase zur Hälfte gesättigt, wenn die Magnesiumkonzentration in der Lösung (20°, $p_H = 7{,}4$)

$$4 \cdot 10^{-4} \text{ Mole/Liter}$$

beträgt.

Während es uns nicht gelang, das freie Fermentprotein oder seine Magnesiumverbindung zu kristallisieren, haben wir gefunden, daß das Mercurisalz der Enolase leicht und schön kristallisiert (vgl. Figur).

Das Quecksilbersalz ist katalytisch nicht wirksam, auch nicht bei Zusatz von Magnesiumsalzen, durch die man also das Quecksilber von dem Protein nicht verdrängen kann. Dagegen gelingt die Entfernung des Quecksilbers vollständig und ohne Schädigung des Proteins durch Dialyse gegen Blausäure. So erhält man das reine freie Fermentprotein, das, mit Magnesiumsalz gesättigt, pro Molekül und Minute umsetzt ($p_H = 7{,}4$):

Bei 20° 10 000 Moleküle Substrat.
Bei 38° 30000 Moleküle Substrat.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Zellphysiologie, den 19. August 1941.

Otto Warburg. Walter Christian.

Chemischer Mechanismus der Fluorid-Hemmung der Gärung.

Die spezifische reversible Hemmung der Gärung durch Fluorid — von der seit der Arbeit Effronts vom Jahre 1890 Technik und Wissenschaft vielfachen Gebrauch gemacht haben — beruht nach Lohmann und Meyerhof auf der Hemmung des Ferments Enolase durch Fluorid; denn von den fluorid-empfindlichen Gärungsfermenten ist die Enolase das empfindlichste. Der chemische Mechanismus dieser Hemmung ist bisher unklar gewesen. Eine Beobachtung von Meyerhof und Schulz (1938), daß „bei Abwesenheit von Phosphat die Fluoridhemmung der Enolase sehr abgeschwächt ist", scheint nicht näher verfolgt worden zu sein.

Wir haben für die chemisch reine Magnesium-Enolase und mit Hilfe des optischen Enolase-Tests die Fluoridhemmung quantitativ untersucht. Es zeigte sich dabei, daß die Fluoridhemmung von 3 Substanzen bestimmt wird: Fluorid, Magnesiumsalz und Phosphat. Hielten wir die Magnesiumkonzentration konstant und variierten Fluorid und Phosphat, so fanden wir den Ausdruck:

$$c_{\text{Phosphat}} \cdot c^2_{\text{Fluorid}} \cdot \frac{\text{Wirkungs-Rest}}{\text{Wirkungs-Hemmung}} = K_{(\text{onstant})} \cdot \qquad (1)$$

Hielten wir die Phosphatkonzentration konstant und variierten Fluorid und Magnesiumsalz, so fanden wir den Ausdruck:

$$c_{\text{Magnesiumsalz}} \cdot c^2_{\text{Fluorid}} \cdot \frac{\text{Wirkungs-Rest}}{\text{Wirkungs-Hemmung}} = k_{(\text{onstant})} \cdot \qquad (2)$$

Für ein $c_{\text{Magnesium}} = 2{,}7 \cdot 10^{-3}$ Mole/Liter war bei neutraler Reaktion $K = 10^{-9}$. Für $c_{\text{Fluorid}} = 0{,}1$ Mole/Liter betrüge also nach Gleichung (1) die Phosphatkonzentration halber Hemmung (Wirkungsrest = Wirkungshemmung) 10^{-7} Mole/Liter. Da es schwer ist, so kleine Phosphatkonzentrationen (0,0031 γ Phosphor pro ccm) in den Versuchslösungen zu bestimmen, so ließ sich Gleichung (1) für große Fluoridkonzentrationen nicht experimentell prüfen. Für Fluoridkonzentrationen aber von $^1/_{20000}$ bis $^1/_{100}$ normal sind die Gleichungen (1) und (2) geprüft und gültig gefunden worden, woraus für den genannten Konzentrationsbereich folgt:

1. daß die bei der Fluoridhemmung wirksame Substanz ein komplexes Magnesium-Fluoro-Phosphat ist,

2. daß das Magnesium-Fluoro-Phosphat die Fermentwirkung hemmt, indem es sich, proportional seiner Konzentration, mit dem Fermentprotein dissoziierend verbindet. Denn die Gleichungen (1) und (2) kann man auch in der Form schreiben:

$$\frac{c_{\text{Magnesium-Fluoro-Phosphat}} \cdot c_{\text{freies Protein}}}{c_{\text{Verbindung}}} = k' .$$

Da freies Magnesiumsalz, wenn es sich mit dem Fermentprotein verbindet, die Enolasewirkung *erzeugt*, und da Magnesium-Fluoro-Phosphat, wenn es sich mit dem Fermentprotein verbindet, die Enolasewirkung *hemmt*, so beruht offenbar die spezifische reversible Fluoridhemmung auf der Verdrängung des wirksamen Magnesiumsalzes durch das komplexe Magnesium-Fluoro-Phosphat von dem Protein.

Auch die Zink-Enolase und die Mangan-Enolase werden durch Fluorid gehemmt, unter sonst gleichen Bedingungen jedoch erst durch erheblich größere Konzentrationen an Fluorid, als die Magnesium-Enolase. Diese Hemmungen haben wir nicht näher untersucht.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Zellphysiologie, den 19. August 1941.

Otto Warburg. Walter Christian.

Isolierung und Kristallisation eines Gärungsferments aus Tumoren.

Als 1937 zum erstenmal ein Gärungsferment isoliert und kristallisiert wurde, waren die für einen Arbeitsgang notwendigen Mengen an Ausgangsmaterial etwa 30 Kilo (Trockenhefe). Seitdem sind die Methoden der Fermentisolierung so verbessert worden, daß viel kleinere Mengen Ausgangsmaterial genügen. So erschien die Isolierung eines Gärungsferments aus Tumoren nicht mehr aussichtslos.

Aus 1000 Jensen-Sarkomen von Ratten erhielten wir etwa 1000 g (entsprechend 200 g Trockensubstanz) einwandfreie nicht nekrotische Tumorzellen, deren einzige histologische Verunreinigung eine kleine Menge Bindegewebe war. Auf Vorschlag von Herrn Otto Warburg haben wir versucht, daraus dasjenige Gärungsferment zu isolieren, das den letzten Schritt der Tumorgärung bewirkt, die Reduktion der Brenztraubensäure zu Milchsäure nach der Gleichung:

Brenztraubensäure + Pyridin = Milchsäure + Dihydropyridin.

Es ist uns gelungen, das Ferment, mit einer Ausbeute von 20 mg aus 100 g Trockensubstanz, zu isolieren und nach der neuen Methode von Warburg und Christian als Quecksilbersalz zu kristallisieren. Die Kristalle sind doppelbrechende Nadeln, die in Häufchen zusammenliegen. Die Photographien 1 und 2 zeigen das Bild dieser Häufungen im Polarisationsmikroskop zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen.

Das Quecksilbersalz des Ferments ist katalytisch unwirksam. Entfernt man aber das Quecksilber durch Dialyse

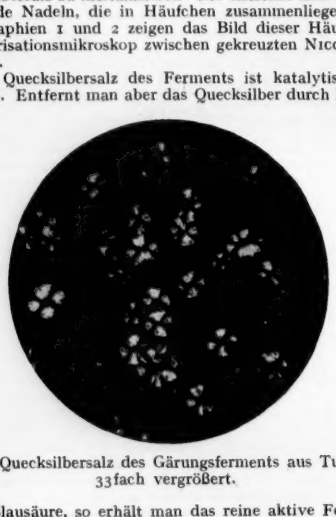


Fig. 1. Quecksilbersalz des Gärungsferments aus Tumoren, 33fach vergrößert.

gegen Blausäure, so erhält man das reine aktive Fermentprotein, von dem 1 Molekül bei 38° pro Minute 80000 Moleküle

Brenztraubensäure nach obiger Gleichung zu Milchsäure umsetzt.

Um das Tumorferment mit einem „normalen" Ferment vergleichen zu können, haben wir aus Muskeln von Ratten

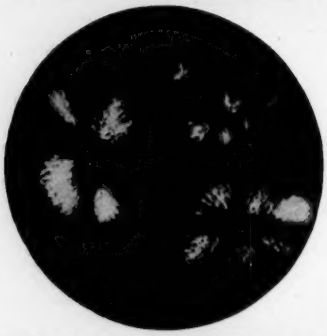


Fig. 2. Quecksilbersalz des Gärungsferments aus Tumoren, 190fach vergrößert.

derselben Zucht das Ferment isoliert und *kristallisiert*, das im arbeitenden Muskel Brenztraubensäure nach obiger Gleichung zu Milchsäure reduziert.

So haben wir nunmehr zwei reine Rattenfermente gleicher chemischer Wirkung, aber verschiedenen histologischen Ursprungs und verschiedener physiologischer Funktion in Händen: das Tumorferment, das dem anaeroben Leben der Tumorzelle dient, und das Muskelferment, das der Arbeitsleistung der Muskelfaser dient; und die wichtige Frage, ob diese beiden Fermente chemisch gleich oder ungleich zusammengesetzt sind, kann entschieden werden.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Zellphysiologie, den 19. August 1941.

Fritz Kubowitz. Paul Ott.

Versuche zum Quanten-Problem der Kohlensäure-Assimilation.

Nach früheren Versuchen werden bei der Assimilation der Kohlensäure in grünen Pflanzenzellen *4* Lichtquanten absorbiert, wenn *ein* Molekül Kohlensäure gespalten wird:

$$1\,CO_2 + 1\,H_2O + 4\,h\nu = 1\,CH_2O + 1\,O_2.$$

Wird dabei das Licht von dem Chlorophyll in Beträgen von *einem* Quantum absorbiert, geschieht also die Spaltung der Kohlensäure in *4* aufeinanderfolgenden Reaktionen, oder wird das Licht in Beträgen von *4* Quanten absorbiert und geschieht die Spaltung der Kohlensäure in *einer* Reaktion?

Wir haben auf Vorschlag von Herrn Otto Warburg versucht, zur Klärung dieses Quantenproblems das photochemische Verhalten des Kohlenoxyd-Hämoglobins heranzuziehen, einer Verbindung, die im Licht in Kohlenoxyd und Hämoglobin gespalten wird.

In dem Hämoglobin, dessen lichtabsorbierender Bestandteil ein naher chemischer Verwandter des Chlorophylls ist, sind 4 Häminkerne von gleicher chemischer Zusammensetzung, also auch von gleichem Lichtabsorptionsvermögen, zu einem 4kernigen Molekül vereinigt. Die Frage war, ob aus dem 4kernigen Kohlenoxyd-Hämoglobin *ein* Molekül Kohlenoxyd durch *ein* Lichtquantum oder *ein* Molekül Kohlenoxyd durch *4* Lichtquanten abgespalten wird. Vom energetischen Standpunkt aus würde *ein* Lichtquantum ausreichen, da die Abspaltung eines Mols Kohlenoxyd etwa 15000 cal erfordert, die Energie eines Mols Quanten der wirksamen Strahlung aber rund 50000 cal beträgt.

Zur Prüfung unserer Frage wurden optisch sehr dünne Schichten von Kohlenoxyd-Hämoglobin, nach Sättigung mit Gemischen von Kohlenoxyd und Sauerstoff, mit der grünen Quecksilberlinie 546 mμ bestrahlt, einer Wellenlänge, die nur von dem Häminteil, nicht aber von dem Eiweißteil des Hämoglobins absorbiert wird. Die absorbierte Lichtenergie wurde bolometrisch, die Abspaltung des Kohlenoxyds wurde spektralphotometrisch gemessen.

Wir fanden für Pferde-Hämoglobin bei 4°:

p_H	Lichtquanten, von Kohlenoxyd-Hämoglobin absorbiert / Moleküle Kohlenoxyd, abgespalten
9,1	4,0
9,1	4,4
8,1	3,7
7,6	3,3

Nach Versuchen von Andersson aus dem Institut von Svedberg dissoziiert das 4kernige Hämoglobin in starken Salzlösungen, bei neutraler Reaktion, in 2kerniges Hämoglobin:

$$[HbCO]_4 \rightleftarrows 2\,[HbCO]_2.$$

Wir fanden für Pferde-Hämoglobin in 2,6 normaler Natriumchloridlösung bei 4°:

p_H	Lichtquanten, von Kohlenoxyd-Hämoglobin absorbiert / Moleküle Kohlenoxyd, abgespalten
9,0	2,8
8,2	2,6
7,6	2,2

Den lichtabsorbierenden Bestandteil des Hämoglobins in einkernigem Zustand erhält man, wenn man das Hämin von dem Eiweiß des Hämoglobins abtrennt. Wir fanden für Kohlenoxyd-Hämin, gelöst in wäßrigem Pyridin, bei 4°:

p_H	Lichtquanten, von Kohlenoxyd-Hämin absorbiert / Moleküle Kohlenoxyd, abgespalten
10,3	1,06
10,3	1,02

Für jede der drei geprüften Substanzen waren die photochemischen Ausbeuten unabhängig von der Intensität des spaltenden Lichtes, also unabhängig von dem photochemischen Dissoziationsgrad. Für die Deutung der Ergebnisse liegt hierin zunächst eine gewisse Schwierigkeit. Nimmt man aber an, daß z. B. bei halber photochemischer Dissoziation des 4kernigen Kohlenoxyd-Hämoglobins im photochemischen Gleichgewicht die Hälfte der Moleküle 4 Moleküle Kohlenoxyd und die Hälfte der Moleküle gar kein Kohlenoxyd enthält, so *könnte* man unsere Ergebnisse so deuten, daß

1. die Absorption des Lichtes in einer *ein*kernigen Häminverbindung im Betrag von *einem* Quantum, in einer *n*-kernigen Häminverbindung aber im Betrag von *n* Quanten erfolgt,

2. daß *n*-quantige Lichtabsorption in einem Molekül nicht *n* photochemische Reaktionen, sondern nur *eine* photochemische Reaktion hervorruft. Denn $[HbCO]_4$ spaltet, wenn es 4 Quanten absorbiert, nicht 4 Moleküle, sondern nur *ein* Molekül Kohlenoxyd ab.

Die Anwendung auf das Quantenproblem der Kohlensäureassimilation wäre einleuchtend. Doch muß vorher untersucht werden, ob das „Chloroplastin" in den grünen Pflanzenzellen als 4kernige Chlorophyllverbindung vorliegt.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Zellphysiologie, den 19. August 1941.

Theodor Bücher. Erwin Negelein.

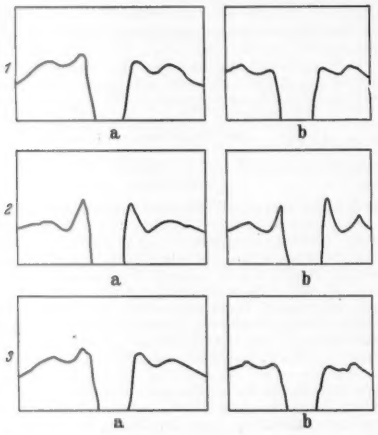
Strukturuntersuchungen an Faserkeratinen. Über die Einlagerung von Schwermetallverbindungen insbesondere der Phosphor-12-Wolframsäure in Wolle.

Im Rahmen unserer Arbeiten[1]), bei denen die Veränderungen im Feinbau von Keratinfasern, insbesondere der Wolle, bei chemischen Abbauvorgängen bzw. bei verschiedenen Einlagerungen in die Fasern untersucht wurden, haben wir auch Einlagerungen von kolloiddispersen Verbindungen, insbesondere solcher, welche Atome mit hohem Streuvermögen enthalten, studiert.

Wenn man Faserkeratine wie Wolle, Roßhaare oder Stachelschweinkiel mit wäßrigen Lösungen von Phosphorwolframsäure in der Hitze behandelt, so findet man im Röntgenogramm charakteristische Veränderungen. Trotz einer Beladung von bis zu etwa 20 % $HPO_3 \cdot 12\,WO_3$ treten

die Linien der Heteroplysäure selbst *nicht* auf. Neben einer allgemeinen Verstärkung der Untergrundschwärzung entsteht vielmehr eine sehr stark ausgeprägte, isotrope, diffuse Streuung, die sich gegen den Durchstoßpunkt eng an den Reflex für den Seitenkettenabstand von 9,8 Å nach kleineren ϑ-Werten hin anschließt. Es scheint, daß es sich hierbei um eine der FRESNELschen Beugung entsprechende, von GUINIER[2]) näher behandelte Streuung der eingelagerten, feinstdispersen Teilchen handelt. Es ist möglich, daß auch die Streuung, herrührend von der Beugung an ganzen Micellen und einzelnen Peptidrosten durch die An- und Einlagerung der Schwermetallverbindungen wesentlich verstärkt wird und einen Teil der entstehenden Schwärzung verursacht. Hier wird ein näheres Studium insbesondere der Kleinwinkelstreuung im Sinne der Arbeiten von KRATKY[3]) weiterführen.

Die Linien des α- sowie des β-Keratins selbst erfahren nach ihrer *Lage keine Veränderung*, verlieren aber an Definiertheit, vor allem wegen der Absorption dieser Interferenzen durch die eingelagerten Schwermetallverbindungen. Bei stärkerer Beladung scheint die Seitenketteninterferenz zu verschwinden; genaue Vermessungen der Röntgenogramme an Photometerkurven zeigten indessen, daß diese Interferenz nur *überlagert* wird von der diffusen Streuung,



Die Einlagerung von Phosphorwolframsäure in Keratin. Photometerkurven von Röntgenogrammen im Äquator (*a*) und Meridian (*b*).

Fig. 1. Wolle unbehandelt.
Fig. 2. Wolle mit 14,12 % $HPO_3 \cdot 12\,WO_3$.
Fig. 3. Dasselbe Präparat nach NaOH-Behandlung.

welche von einem 10 Å entsprechenden ϑ-Wert nach dem Durchstoßpunkt stark ansteigt. Ebenso ergibt sich aus den Photometerkurven, daß eine scheinbare Verschiebung der Seitenketteninterferenz nach kleineren ϑ-Werten wiederum nur durch die Überlagerung der *unveränderten* Seitenketteninterferenz mit der diffusen Streuung zustande kommt. Aus diesen und anderen Befunden dürfte hervorgehen, daß die Einlagerung der Phosphorwolframsäure nicht im micellaren sondern praktisch ausschließlich im mehr oder weniger ungeordneten Anteil des Keratins stattfindet.

Die Veränderungen im Röntgenogramm lassen sich kinetisch an den Photometerkurven verfolgen und sind bereits bei Einlagerungen von etwa 1 % $HPO_3 \cdot 12\,WO_3$ merklich.

Mit Natronlauge vom $p_H = 11{,}0$ läßt sich die Phosphorwolframsäure in der Kälte quantitativ entfernen, ein Vorgang, der im Sinne der eingehenden Arbeiten von JANDER[4]) verständlich ist. Das Diagramm des α-Keratins wird dabei in allen Parametern wiederhergestellt, wie aus den Fig. 1—3 zu ersehen ist.

Versuche mit anderen Faserstoffen, Seide, Kollagen, Lanitalfaser, Ramie sowie Kunstseiden auf Cellulosehydratbasis zeigten, daß die Eiweißfasern beträchtliche Mengen an Phosphorwolframsäure aus den wäßrigen Lösungen bei einem p_H-Wert von etwa 2,0 aufnehmen, während die Cellulosefasern sich nur wenig beladen[5]). Die Aminogruppen der Eiweißkörper scheinen bei den Vorgängen, die zur Einlagerung führen, eine gewisse Rolle zu spielen.

Diese Veränderungen im Röntgenogramm lassen sich außer mit der Phosphor-12-Wolframsäure auch mit anderen Heteropolysäuren sowie anderen Metallen und Metallverbindungen erreichen, wobei wiederum die ursprünglichen Diagramme nach schonendem Herauslösen der eingelagerten Verbindungen wiederhergestellt werden.

Die erhaltenen Diagramme haben große Ähnlichkeit mit denen gegerbter tierischer Häute, wie solche zuletzt u. a. von ASTBURY[6]) untersucht wurden. In Bestätigung der Befunde von KÜNTZEL[7]) zeigte es sich, daß Phosphorwolframsäure die Schrumpfungstemperatur der Blöße heraufzusetzen vermag.

Die Versuche werden fortgesetzt. Ein ausführlicher Bericht soll a. a. O. gegeben werden.

Heidelberg, Laboratorium für Textil- und Gerbereichemie der Technischen Hochschule Karlsruhe, August 1941.
H. ZAHN.

[1]) E. ELÖD, H. NOWOTNY u. H. ZAHN, Kolloid-Z. **93**, 50 (1940).
[2]) A. GUINIER, Theses Ser. A Nr. 1854 (1939), Nr. d'Ordre 2721.
[3]) O. KRATKY, Z. phys. Chem. B **39**, 145 (1938) — Naturwiss. **26**, 94 (1938).
[4]) Vgl. etwa G. JANDER u. H. WITZMANN, Z. anorg. Chem, **214**, 275 (1933).
[5]) Die Versuche wurden im allgemeinen bei 85° durchgeführt. Beim Kollagen behandelte man Blöße bei Zimmertemperatur 3 Tage.
[6]) W. T. ASTBURY, J. int. Soc, Leath. Trad. Chem. **24**, 69 (1940).
[7]) A. KÜNTZEL u. H. ERDMANN, Collegium 1938, 630, 639.

Besprechung.

ESCHERICH, K., **Die Forstinsekten Mitteleuropas.** Ein Lehr- und Handbuch. V. Band: Hymenoptera (Hautflügler) und Diptera (Zweiflügler). 1. Lieferung. S. 1—208. Berlin: Paul Parey 1940. 208 S. Mit 198 Abbild. und 3 Farbendrucktafeln. 17,5 cm × 25,5 cm. Preis geb. RM 20.60.

Von dem wohlbekannten ESCHERICHschen Lehr- und Handbuch liegt vom 5. Band die langerwartete 1. Lieferung vor, welche von den Hymenoptera die Gespinstblattwespen (Lydidae) und die Buschhornblattwespen (Lophyrinae) eingehend behandelt. Nach jahrelanger Arbeit, in der es galt, einen ungeheuren Stoff zu bewältigen, ist dieses Werk entstanden. Da die Hymenopteren in der Biocönose des Waldes eine beträchtliche Rolle spielen, so hat der Verfasser die Darstellung auf breiter Grundlage angelegt. Es handelt sich also nicht nur um eine einfache Beschreibung der in Betracht kommenden Formen, sondern um eine geistige, von hoher Warte aus gesehene Zusammenfassung alles dessen, was zu einer zeitgemäßen Forstentomologie gehört. Eine stattliche Reihe vorzüglicher Abbildungen und 3 Farbdrucktafeln erläutern den Text. Es ist zu hoffen und zu wünschen, daß die restlichen Lieferungen bald erscheinen. Eine zusammenfassende Würdigung des Werkes wird nach vollständigem Erscheinen an dieser Stelle gegeben werden.

ALBRECHT HASE, Berlin-Dahlem.

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: FRITZ SÜFFERT, Berlin W 9.
Springer-Verlag in Berlin W 9. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig.

Technik der tiefen Temperaturen

Von

Dr. J. A. van Lammeren
Eindhoven

Mit 116 Abbildungen. VIII, 256 Seiten. 1941

RM 18.—; gebunden RM 19.80

Inhaltsübersicht:

Einführung. — **Thermodynamik.** Die Zustandsgleichung. Hauptsätze der Thermodynamik; erster Hauptsatz (Spezifische Wärme, Kompressionsarbeit, Carnotscher Kreislauf). Hauptsätze der Thermodynamik; zweiter Hauptsatz; Entropie. Nichtumkehrbare Zustandsänderungen; vollständige mathematische Formulierung des zweiten Hauptsatzes. Schlußfolgerungen aus dem zweiten Hauptsatze. Die absolute Temperaturskala. Thermodynamische Funktionen und Diagramme. Vorgänge, die eine Temperaturerniedrigung zur Folge haben. Der isothermische Drosseleffekt. Der theoretisch minimale Arbeitsaufwand für die Verflüssigung eines Gases. Das Nernst-Theorem. — **Der Gegenströmer.** Einführung. Arbeitsweise des Gegenströmers. Die Wärmeübertragung im Gegenströmer; Nusseltsche Formel. Berechnung des Gegenströmers. — **Die Luftverflüssigung.** Das Kaskadenverfahren. Die Linde-Hampsonsche Methode. Nähere Betrachtung des Lindeschen Systems. Das W-T-Diagramm des Linde-Prozesses. Der Nutzeffekt des Lindeschen Systems. T-x-Diagramm für Luft; Zusammensetzung der Luft im Verflüssiger. Erweiterungen des Linde-Verfahrens (Vorkühlung, Hochdruckkreislauf). Das Claudesche Verfahren. Die Heylandtsche Verbesserung des Claudeschen Systems. Übersicht über die verschiedenen Systeme. Technische Einzelheiten. — **Flüssiger Wasserstoff.** Einführung. Einige Angaben über Wasserstoff. Der Leidener Wasserstoffverflüssiger. Der Arbeitsaufwand des Verflüssigers. Wasserstoffverflüssigung mit Hilfe von flüssigem Neon. Technische Einzelheiten. Einige Typen kleinerer Wasserstoffverflüssiger. — **Flüssiges Helium.** Historische Einleitung. Einige Angaben über das Helium. Der Heliumverflüssiger. Leistung und Arbeitsaufwand des Heliumverflüssigers. Der Heliumverflüssiger Kapitza's. Simonsches Verfahren zur Verflüssigung des Heliums. Festes Helium. Zwei Flüssigkeitsmodifikationen: Helium I und Helium II. — **Desorption als kälteerzeugender Vorgang.** Das Prinzip der Desorption. Einzelheiten des Adsorptionsvorganges. Das Simonsche Verfahren. Die Bedeutung des Simonschen Verfahrens für das Kältelaboratorium. Die niedrigste, durch Desorption erzielte Temperatur. — **Adiabatische Entmagnetisierung.** Historische Übersicht. Phänomenologische Theorie des Magnetismus. Kältewirkung bei Entmagnetisierung; thermodynamische Behandlung des Prozesses. Die Langevinsche Kurve im Widerspruch mit dem Nernstschen Wärmetheorem; Quantisierung des Elementarmagneten. Das Lorentzsche Feld. Einfluß des elektrischen Feldes des Kristallgitters. Die spezifische Wärme der paramagnetischen Salze. Die Temperaturmessung. Temperaturgleichgewicht; paramagnetische Relaxation. Apparatur. — **Kryostatentechnik.** Der Kryostat im allgemeinen. Das Füllen des Kryostaten. Das Einstellen der Temperatur im Kryostaten. Temperaturmessung. Kryostate für die Temperaturgebiete zwischen denen der flüssigen Gase. Keesomscher Meßkryostat für Temperaturen unterhalb 1° K. Kryostat zur Messung von Kristallstrukturen. — Schrifttumsverzeichnis. — Namen- und Sachverzeichnis.

SPRINGER-VERLAG · BERLIN

Lehrbuch der drahtlosen Nachrichtentechnik

Herausgegeben von

Dr. phil. **N. v. Korshenewsky** Berlin und Dr.-Ing. **W. T. Runge** Berlin

In sechs Bänden

Jeder Band stellt ein in sich geschlossenes Ganzes dar. Jedes Sachgebiet ist wegen der starken Spezialisierung der drahtlosen Nachrichtentechnik von einem anderen Autor, und zwar von einem mit dem in Frage kommenden Spezialgebiet besonders vertrauten Fachmann bearbeitet. Das Schwergewicht bei der Bearbeitung des Werkes wurde auf eine exakte und eingehende Behandlung sowohl der allgemeinen Lehrsätze wie auch der praktischen Aufgaben der Funktechnik gelegt.

Das Erscheinen eines Bandes über Ultrakurzwellentechnik ist, durch gegenwärtige Zeitumstände bedingt, für später vorgesehen, da die neuen Ergebnisse der Forschung und Entwicklung auf diesem Spezialgebiet noch nicht erschöpfend erfaßt und veröffentlicht werden können.

Erster Band

Grundlagen und mathematische Hilfsmittel der Hochfrequenztechnik

Bearbeitet von Dr. **Hans Georg Möller**
o. Professor an der Universität Hamburg

Mit 353 Textabbildungen. XVI, 293 Seiten. 1940. RM 27.—; gebunden RM 28.80

Inhaltsübersicht: Einleitung. — **I. Der Schwingungskreis.** A. Der ungedämpfte Schwingungskreis. B. Die gedämpfte Schwingung. C. Die Erregung ungedämpfter Schwingungen. D. Untersuchung der Resonanzerscheinungen. E. Resonanz als Siebmittel. F. Berechnung und Untersuchung von Verlusten. G. Der Schwingungskreis in Parallelschaltung. H. Kopplungen. I. Rückwirkungen angekoppelter Kreise. K. Das Bandfilter. L. Transformatoren-Resonanzen. — **II. Die Elektronenröhren.** Einleitung. A. Die Physik der Röhre. B. Das Steuergitter. C. Das Verhalten der Röhre im Verstärker. D. Der rückgekoppelte Generator. E. Die Röhre als Gleichrichter. F. Der Audionwellenmesser. G. Die Barkhausen-Schwingungen. H. Der Habanngenerator oder das Magnetron. — **III. Wellenausbreitung.** A. Das Lecher-System. B. Die Strahlung der Antenne. Anhang. Die Grundlagen aus dem Gebiete der Elektrizitätslehre, der Vektorrechnung und der Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden. A. Vektorrechnung. B. Die Grundvorstellungen und Grundformeln der Elektrizitätslehre. C. Einführung in das Rechnen mit komplexen Amplituden und Vektoren. — Namen- und Sachverzeichnis.

Zweiter Band

Ausstrahlung, Ausbreitung und Aufnahme elektromagnetischer Wellen

Bearbeitet von

Dr. **L. Bergmann** o. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Breslau und Dr. **H. Lassen** Berlin

Mit 285 Textabbildungen. VIII, 284 Seiten. 1940. RM 24.—; gebunden RM 25.80

Inhaltsübersicht: **Ausstrahlung und Aufnahme elektrischer Wellen.** Von Dr. L. Bergmann, o. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Breslau. **I. Grundbegriffe. II. Sendeantennen.** A. Antennen mit rotationssymmetrischer Strahlung. B. Antennen für gerichtete Strahlung. C. Antennen mit Richtstrahlung für besondere Zwecke. **III. Die Empfangsantennen.** A. Antennen für ungerichteten Empfang. B. Empfangsantennen für Richtempfang. C. Empfangsantennen für Peilzwecke. Schrifttum. — **Die Wellenausbreitung.** Von Dr. H. Lassen, Berlin-Dahlem. Einleitung. **I. Theorie der Wellenausbreitung.** A. Die Ausbreitung in homogenen Körpern. B. Die Zenneckschе Oberflächenwelle. C. Ausbreitung über die ebene Erde (Theorie von A. Sommerfeld). D. Die Ausbreitung über die Erdkugel (Theorie von B. van der Pol und H. Bremmer). E. Die Brechung in der unteren Atmosphäre. F. Die Ionosphäre. G. Der Einfluß der Ionosphäre auf die Wellenausbreitung. H. Die Ionosphärenforschung. **II. Beobachtungen und Ergebnisse.** A. Die Ausbreitung der mittleren und langen Wellen (200—20000 m). B. Die Ausbreitung der kurzen Wellen (10—200 m). C. Die Ausbreitung der ultrakurzen Wellen. D. Ergebnisse der Ionosphärenforschung. — Einheiten. Schrifttum. Namen- und Sachverzeichnis.

In Vorbereitung:

Dritter Band: **Elektronenröhren.** Bearbeitet von Professor Dr. A. Gehrts, Berlin.

Vierter Band: **Verstärker und Empfänger.** Bearbeitet von Dr. M. J. O. Strutt, Eindhoven.

Fünfter Band: **Sender.** Bearbeitet von Professor Dr.-Ing. L. Pungs, Braunschweig.

Sechster Band: **Fernsehtechnik.** Bearbeitet von Professor Dr. F. Schröter, Berlin, und Professor Dr. A. Gehrts, Berlin.

SPRINGER-VERLAG · BERLIN

Für den Textteil verantwortlich: Fritz Süffert in Berlin W 9; für den Anzeigenteil: Albert Meyer in Berlin-Steglitz, Kühlebornweg 5. Pl. 4. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig. — Springer-Verlag in Berlin W 9. — Printed in Germany.